

Examineurs

T H E S E S

présentées

A LA FACULTE DES SCIENCES D'ORSAY

UNIVERSITE DE PARIS

pour obtenir le titre de Docteur de l'Université
(mention Sciences)

par

Stephanos PAPASSIMACOPOULOS

1ère Thèse : Mise au point d'un dispositif de mesure de l'effet Faraday dans
les champs magnétiques intenses pulsés

2ème Thèse :

Soutenue le 20 Janvier 1971 devant la Commission d'Examen

Président : J. CHAPELLE

Examineurs : A. HERPIN

Y. ALLAIN



ABSTRACT

This thesis describes a device which performs Faraday rotation measurements in the visible spectrum, with pulsed fields up to 200 Kgauss and at all temperatures between 1.7 and 300⁰K. In this device a method by reflexion is used : the light beam twice crosses the sample ; the absolute error involving in the measurement of rotation is estimate at one degree. In order to check some results the author has made an apparatus which performs Faraday rotation in static fields up to 45 Kgauss and at temperatures between 5 and 300⁰K ; in this device the precision of measurements are much better than in pulsed field ($\sim 10^{-2}$ degree). The purpose of these measurements is to connect the Faraday magneto-optical effect to the magnetization. Experimental results on a few paramagnetic samples (specially rare-earth gallates) are described. Special emphasis is given to the following result : in Faraday rotation measurements with transmission method, a damping of the light intensity is observed in increasing fields when the rotation is very important, that phenomenon seems to disappear with the reflexion device described in this thesis.

RESUME

Ce travail décrit un montage destiné à mesurer la rotation Faraday dans le spectre visible avec des champs magnétiques intenses pulsés pouvant atteindre 200 Kgauss et à des températures s'étendant de $1,7^{\circ}\text{K}$ à 300°K . Ce dispositif utilise la méthode de réflexion : le faisceau lumineux traverse deux fois l'échantillon ; la précision des mesures est de l'ordre de 1 degré d'angle. Dans le but de contrôler certains résultats, l'auteur a construit par ailleurs un appareil pour mesurer la rotation Faraday en champ statique jusqu'à 45 Kgauss, à température variable ; la précision de la mesure de la rotation y est beaucoup plus grande qu'en champ transitoire ($\sim 10^{-2}$ degré). Le but des expériences est d'accéder à l'aimantation par l'intermédiaire du pouvoir rotatoire magnétique. Des résultats obtenus sur divers corps paramagnétiques sont décrits. Le résultat le plus important est le suivant : par la méthode de mesure de la rotation en transmission on observe un amortissement de l'intensité de la lumière en champ croissant dans le cas des rotations très importantes ; ce phénomène semble ne pas exister avec le dispositif par réflexion décrit dans cette thèse.

Digitized by the Internet Archive
in 2026

REMERCIEMENTS

Je remercie Monsieur le Professeur J. Chapelle pour avoir accepté de patronner cette thèse.

Ce travail a été effectué au Laboratoire de Magnétisme du Centre annexe de l'Orme des Merisiers et je tiens tout d'abord à exprimer ma profonde gratitude à Monsieur le Professeur A. Herpin qui m'a accueilli dans son service ainsi qu'au chef du laboratoire Monsieur Y. Allain, qui a régulièrement suivi et guidé mon travail.

Je voudrais particulièrement remercier Monsieur J. de Gunzbourg dont la collaboration et l'expérience m'ont été fort utiles.

Je tiens également à remercier Messieurs Miedan et Deilernas ainsi que tous les autres chercheurs et techniciens dont les compétences et l'amitié m'ont été indispensables.

Je remercie enfin Madame Porneuf et Madame Lefèvre qui ont eu la difficile tâche de lire le manuscrit et qui ont assuré la frappe de cette thèse.

SOMMAIRE

	Page
A - Introduction	
A.1 - Théorie Phénoménologique	1
A.2 - Théorie Quantique	5
 B - Appareillage pour les expériences	
B.1 - Appareillage pour les expériences	
a) Cryogénie-optique	7
b) Production de champs pulsés	
La bobine	9
Intégrateur Miller	11
Dispositif électronique	12
Mode opératoire	13
Résultats de quelques expériences	
B.2 - Champs statiques	14
Résultats de mesures	15
 Phénomènes secondaires	16
 Conclusion	20
 Annexe I	21
 Annexe II	23

A - INTRODUCTION

Les phénomènes optiques dus aux interactions magnétiques sont connus depuis longtemps. On peut les classer en deux grandes catégories : l'effet dû à l'absorption (effet Zeeman et Paschen-Back) et la biréfringence magnétique (pouvoir rotatoire magnétique et biréfringence proprement dite). Ces deux catégories de phénomènes ne sont d'ailleurs pas indépendantes.

En 1846 Faraday a observé que lorsqu'un faisceau lumineux approximativement monochromatique, et polarisé, passe à travers certains milieux transparents plongés dans un champ magnétique, le plan de la polarisation de la lumière tourne. Cette rotation est proportionnelle à l'intensité du champ et la loi qui la régit est : ^[1]

$$\varphi = K \ell H \cos\theta \quad .$$

Le coefficient K est une constante si l'expérience se déroule à une température donnée et pour une lumière de longueur d'onde donnée.

Pour les champs relativement faibles, on peut expliquer ce phénomène classiquement, de la manière suivante :

A.1 - Théorie phénoménologique

Dans un milieu anisotrope l'induction électrique et le vecteur de l'intensité du champ électrique n'ont pas la même direction. Nous avons $D_j = \varepsilon_{jh} E_h$. Le tenseur ε_{jh} quand le milieu est hors d'un champ magnétique est symétrique : $\varepsilon_{jh} = \varepsilon_{hj}$.

Si le milieu est plongé dans un champ magnétique on a : ^[2]

$$\varepsilon_{jh}(H) = \varepsilon_{hj}(-H) \quad . \quad (A1)$$

Comme ε_{jh} dans le champ H est un nombre "pas obligatoirement réel" si nous n'avons pas d'absorption

$$\varepsilon_{jh} = \varepsilon_{hj}^* \quad . \quad (A2)$$

Donc nous pouvons écrire $\epsilon_{jh} = \epsilon_{jh}^0(H) + i\gamma_{jh}(H)$, ϵ_{jh}^0 et γ_{jh} sont fonctions de H réel, réciproquement pairs et impairs. Nous avons alors à cause de (A1) et (A2) : $\epsilon_{jh} = \epsilon_{jh}^0 + i\gamma_{jh} = \epsilon_{hj}^0 - i\gamma_{hj}$. Par conséquent ϵ_{jh} est un tenseur symétrique et γ_{jh} un tenseur antisymétrique. Mais tout tenseur antisymétrique est équivalent à un vecteur axial. Nous avons en tout trois valeurs absolues en général pour la définition complète du $\vec{\gamma}$.

Considérons maintenant un milieu transparent plongé dans un champ magnétique homogène. Ce milieu peut être amorphe (verre) ou cristallin. Dans ce dernier cas si le milieu n'appartient pas au système cubique, il faut au moins avoir un axe optique placé parallèlement à la direction du champ. Quand un milieu est plongé dans un champ magnétique, un tenseur diélectrique perd sa symétrie, parce que le champ magnétique se présente sous la forme d'un vecteur axial. Au contraire il existe une symétrie par rapport à un axe parallèle à la direction du champ. Optiquement on peut considérer le tenseur diélectrique par rapport aux axes principaux 123 (xyz). L'axe 3(z) est la direction du champ. Les axes 1,2(x,y) sont équivalents. Donc

$$\begin{aligned} D_1 &= \epsilon_1 E_1 + i\gamma_{12} E_2 - i\gamma_{13} E_3 \\ D_2 &= \epsilon_2 E_2 - i\gamma_{12} E_1 + i\gamma_{23} E_3 \\ D_3 &= \epsilon_3 E_3 + i\gamma_{13} E_1 - i\gamma_{23} E_2 \end{aligned} \quad (A3)$$

Si le milieu (isotrope) transparent est dans un champ magnétique homogène on peut considérer une symétrie cylindrique ; par conséquent $\gamma_{13} = -\gamma_{13} = 0$, $\gamma_{23} = -\gamma_{23} = 0$ nous posons $\gamma_{12} = \gamma(H)$ et $\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon$, $\epsilon_3 = \epsilon_0$.

Les formules (A3) deviennent^[4] (les indices 1, 2, 3 correspondent à x, y, z)

$$D_x = \epsilon E_x + i\gamma E_y \quad (A4)$$

$$D_y = \epsilon E_y - i\gamma E_x \quad (A5)$$

$$D_z = \epsilon E_z \quad (A6)$$

Si nous multiplions la formule (A5) par $\pm i$ et nous ajoutons (A4), nous avons

$$D_x \pm iD_y = \epsilon E_x + i\gamma E_x + i\epsilon E_y \mp \gamma E_x = (\epsilon \mp \gamma)(E_x \pm iE_y)$$

$$\text{où } D_{\pm} = (\varepsilon_{\pm} \mp \gamma) E_{\pm} \quad \text{avec} \quad D_{\pm} = D_x \pm i D_y \quad \text{et} \quad E_{\pm} = E_x \pm i E_y \quad . \quad (A7)$$

De la formule $\vec{D} = n^2 [\vec{E} - \vec{S}(\vec{E}\vec{S})]$ (dans notre cas $\vec{E} \perp \vec{S}$), nous avons $\vec{D} = n^2 \vec{E}$.

$$\text{Donc} \quad D_x = n^2 E_x, \quad D_y = n^2 E_y, \quad D_z = n^2 E_z \quad .$$

$$\text{Avec la méthode précédente} \quad D_{\pm} = n^2 E_{\pm}$$

$$\text{Par comparaison avec (A7)} \quad n_{\pm}^2 = \varepsilon_{\pm} \mp \gamma$$

$$\text{ou parce que } \gamma \text{ est petit} \quad n_{\pm} = \sqrt{\varepsilon} \mp \frac{\gamma}{2\sqrt{\varepsilon}} = n \mp \frac{\gamma}{2n} \quad . \quad (A8)$$

Nous avons trouvé deux indices de réfraction qui sont différents si nous traversons circulairement à gauche ou à droite le milieu.

Si χ est l'angle de rotation par unité de longueur suivant la direction du faisceau dans le milieu $\varphi = \chi \cdot \ell$ où ℓ est la longueur. Le vecteur d'onde électrique est dans le plan x, y . Nous avons

$$E_x + i E_y = |E| e^{i\theta} \cos \omega \left(t - \frac{nz}{c} \right) \quad , \quad (A9)$$

équation de l'onde qui traverse le milieu transparent sans rotation. $|E|$ est la valeur absolue du vecteur électrique. θ est l'angle entre le vecteur et l'axe x . L'onde se propage dans le milieu suivant l'axe z et avec une pulsation ω . On peut décomposer la vibration rectiligne en deux vibrations circulaires si nous écrivons la formule (A9)

$$E_x + i E_y = \frac{1}{2} |E| e^{i[\theta + \omega(t - \frac{nz}{c})]} + \frac{1}{2} |E| e^{i[\theta - \omega(t - \frac{nz}{c})]} \quad .$$

L'une tourne à droite et l'autre à gauche. On peut choisir les axes de façon que $\theta = 0$, d'où

$$E_x + i E_y = \frac{1}{2} |E| \left[e^{i\omega(t - \frac{nz}{c})} + e^{-i\omega(t - \frac{nz}{c})} \right] \quad . \quad (A10)$$

Si maintenant il y a une rotation dans le milieu, la formule (A10) devient :

$$E_x + i E_y = \frac{1}{2} |E| e^{i\chi z} \left[e^{i\omega(t - \frac{nz}{c})} + e^{-i\omega(t - \frac{nz}{c})} \right] = \frac{1}{2} |E| e^{i\omega[t - \frac{z}{c}(n - \frac{\chi c}{\omega})]} + \frac{1}{2} |E| e^{i\omega[t - \frac{z}{c}(n + \frac{\chi c}{\omega})]} \quad .$$

Les deux ondes circulaires à chaque point z présentent une différence de phase parce que les indices de réfraction sont $n_+ = n - \frac{\chi c}{\omega}$ et $n_- = n + \frac{\chi c}{\omega}$.

$$\text{Donc } \chi = (n_- - n_+) \frac{\omega}{2c} \quad \text{et} \quad \varphi = \ell \chi = (n_- - n_+) \frac{\omega}{2c} \ell \quad . \quad (A'10)$$

Si la rotation est due à un champ magnétique, on tire de (A8) :

$$n_- - n_+ = \frac{\gamma}{n}, \quad \varphi = \frac{\gamma}{n} \frac{\omega}{2c} \ell$$

$$\text{Comme } \omega = 2\pi\nu = \frac{2\pi c}{\lambda}, \quad \text{on a } \varphi = \frac{\pi\gamma(H)}{\lambda n}.$$

Pour les champs faibles on peut supposer $\gamma = \gamma' H$; donc

$$\varphi = \frac{\pi\gamma'}{n} \frac{H}{\lambda} \quad . \quad (A11)$$

Mais quand le champ augmente la relation $\varphi-H$ cesse d'être linéaire et la pente de la courbe diminue vers la saturation. $\varphi = \varphi(H)$ est alors une fonction beaucoup plus compliquée. D'ailleurs même dans les champs faibles la formule (A11) ne peut pas expliquer l'augmentation de la rotation relativement à l'absorption.

Nous sommes obligés de considérer la structure du milieu lui-même.

Quand une onde circulaire a une fréquence ω elle interagit avec les électrons de l'atome et sa fréquence change et devient $\omega - \omega_L$ ($\omega_L = -\frac{eH}{2mc}$). La vibration à gauche va présenter pour la même raison une fréquence $\omega + \omega_L$. Les indices de réfraction à droite et à gauche sont $n_+(\omega - \omega_L)$ et $n_-(\omega + \omega_L)$. [5] Mais comme ω_L est très petit par rapport à ω , nous développons $n_-(\omega + \omega_L) = n(\omega) + \frac{dn}{d\omega} \omega_L$ et $n_+ = n(\omega) - \frac{dn}{d\omega} \omega_L$. Donc $n_- - n_+ = 2 \frac{dn}{d\omega} \omega_L$ et la formule (A'10) devient

$$\varphi = 2 \frac{dn}{d\omega} \omega_L \frac{\omega \ell}{2c} = - \frac{dn}{d\omega} \frac{\omega \ell}{2c} \frac{eH}{2mc} = \lambda \frac{dn}{d\lambda} \frac{e}{2mc} H \ell \quad (A12)$$

$$\text{car} \quad \lambda = \frac{2\pi}{\omega} c \quad \text{et} \quad d\omega = - \frac{2\pi d\lambda}{\lambda^2}.$$

L'expression (A12) est la formule de Becquerel [1].

A.2 - Théorie quantique

Mais le problème est magnétique et sa résolution complète ne peut pas s'obtenir avec des méthodes classiques. Si déjà nous avons expliqué les rapports entre φ , λ , $\frac{dn}{d\lambda}$, H , ℓ la forte influence de la température dans certaines substances était inexplicable. C'est la mécanique quantique qui en a donné l'explication.

Aux très basses températures la rotation cesse d'être proportionnelle à l'intensité du champ magnétique. Beaucoup de substances para ou antiferromagnétiques^[23] ont présenté des rotations dont les courbes en fonction du champ étaient très semblables aux courbes d'aimantation. Kramers^[6] a établi une théorie générale de la rotation paramagnétique dans les cristaux.

Aux températures assez basses, pour que tous les ions puissent être considérés comme étant dans l'état fondamental lorsque cet état est doublement dégénéré et si l'on néglige les termes contenant les puissances de H supérieures à 2 ainsi que le champ moléculaire, la théorie conduit à la formule suivante^[7]

$$\rho = (A + CH_a^2) \operatorname{tg} \operatorname{hyp} \frac{\mu H_a}{KT} + BH_a, \quad ,$$

A B C sont des constantes. Le terme BH_a est indépendant de T .

Bizette^[22] et ses collaborateurs ont étudié le pouvoir rotatoire magnétique de FeCl_2 en fonction de T et H . Les résultats montrent l'analogie de forme entre les courbes $\rho_T(H)$ et $M_T(H)$. La pente de la courbe d'aimantation en fonction du champ dans la zone paramagnétique saturée se retrouve dans celle de la rotation.

En général dans les cristaux ou solution paramagnétiques, l'effet Faraday a une double origine : 1) l'effet diamagnétique commun à tous les corps, conséquence de la précession de Larmor^[24] et 2) l'effet paramagnétique découvert par Jean Becquerel et dû à l'orientation des aimants élémentaires^[25] par le champ qui entraîne une dissymétrie d'intensité des composantes Zeeman d'absorption. Ce deuxième effet suit une loi de Curie en $1/T$ et présente une saturation à basse température. La polarisation rotatoire des ions paramagnétiques et sa variation en fonction de la température ont fait l'objet des recherches de Jean Becquerel^[20] et de plusieurs travaux théoriques^[17,4,18,19].

Les basses températures favorisent le phénomène pour deux raisons. Premièrement la dissymétrie d'orientation et la valeur de la polarisation rotatoire sont grandes, et deuxièmement les temps de relaxation niveau magnétique - réseau sont longs. Kramers dit que "l'atome dans un des états $m = \pm |m|$ donnera lieu à une dispersion des ondes circulaires droites qui en général diffèrera beaucoup de celle des ondes circulaires gauches. Si nous négligeons le déplacement Zeeman des lignes d'absorption dans le champ magnétique (effet diamagnétique) la dispersion des ondes droites causée par l'état $T_{j+|m|}$ sera la même que celle des ondes gauches causée par l'état $T_{j-|m|}$ et inversement. Cela se déduit immédiatement des propriétés de symétrie d'un champ magnétique homogène. Si ρ_∞ est la rotation du plan de polarisation à laquelle les atomes dans le cristal donneraient lieu s'ils se trouvaient tous dans l'état $T_{+|m|}$ et ρ_∞ dans l'état $T_{-|m|}$ à une température T donnée et un champ H la loi de Boltzmann prévoit que les deux états seront présents dans le rapport $\frac{e^{-a}}{e^a}$ avec $a = \frac{g|m|\mu_B H}{KT}$.

Donc la rotation du plan de polarisation est

$$\rho = \rho_\infty \frac{e^a - e^{-a}}{e^a + e^{-a}} = \rho_\infty \operatorname{tg} \operatorname{hyp} \frac{g|m|\mu_B H}{KT}$$

parce que $\rho = n\rho_\infty + (1-n)\rho_{-\infty}$, n est le pourcentage d'une catégorie.

$$\frac{e^{-a}}{e^a} = \frac{1-n}{n} \quad \rho = n\rho_\infty - (1-n)\rho_{-\infty} \quad \rho_\infty = -\rho_{-\infty} \quad \text{donc} \quad \rho = (2n-1) \rho_\infty$$

$$\text{ensuite} \quad \frac{e^{-a}}{e^a} = \frac{1-n}{n} \quad \text{ou} \quad \frac{-e^{-a} + e^a}{e^a} = \frac{2n-1}{n} \quad \text{ou} \quad \frac{-e^{-a} + e^a}{e^{-a} + e^a} = 2n-1 = \frac{\rho}{\rho_\infty},$$

$$\text{enfin} \quad \rho = \rho_\infty \frac{-e^{-a} + e^a}{e^{-a} + e^a}.$$

B - APPAREILLAGE POUR LES EXPERIENCES

Pour l'étude de l'effet Faraday, nous avons fabriqué deux appareils. Le premier utilise le champ magnétique pulsé et le faisceau lumineux passe deux fois à travers l'échantillon grâce à un miroir. Le deuxième emploie le champ statique d'une bobine supraconductrice ou utilise le faisceau en transmission.

B.1 - Appareil pour les mesures de rotation avec réflexion sur un miroir (champs pulsés)^[11]

a) Cryogénie-optique

Nous avons utilisé un cryostat classique^[9] en verre pour hélium liquide. Pendant l'expérience il est plongé dans un récipient en polystyrène expansé plein d'azote liquide. Le bas du récipient est protégé par un cylindre en acier inoxydable fixé sur une base ronde en bois. Le tout s'appuie sur trois pieds métalliques ayant l'extrémité conique. Les pieds vissés sur un disque duralumin sont réglables, Figs.1 et 2.

Les bords du cryostat sont fixés solidement entre deux rondelles de frérencite avec des joints toriques convenables. Sur la rondelle supérieure est fixée une pièce ronde en laiton, percée d'un trou de 30 mm . Ce trou est fermé hermétiquement par un disque transparent en quartz. Au-dessous de cette pièce est brasé un tube en inox percé de trous latéraux d'environ 1 mm de diamètre. Ce tube ayant un diamètre intérieur de 30 mm et une longueur de 300 mm a à son extrémité inférieure un autre tube emboîté convenablement. Ce dernier en acier inoxydable a un diamètre intérieur de 13 mm et une longueur de 230 mm est fendu parallèlement à son axe à partir du 120^{ème} mm jusqu'à l'extrémité inférieure. Le but de cette fente est d'éviter les courants de Foucault pendant la durée du champ pulsé.

L'ouverture inférieure du tube est bouchée par un petit cylindre en céleron ; sur la surface supérieure de ce cylindre est collé avec de l'araldite un petit miroir en verre à couche d'aluminium.

Une résistance chauffante en fil de constantan est bobinée sur la

partie inférieure du cylindre. Une masse d'araldite nous a permis d'incorporer la résistance avec le cylindre. Cette résistance peut stabiliser la température entre 4,2°K et 79°K .

La surface intérieure des tubes est recouverte de papier noir mat afin que les réflexions parasites soient minimales. Pour la même raison à la jonction de deux tubes on a placé une rondelle de caoutchouc noir très mat et conique.

L'échantillon est posé sur le miroir. Il est scellé dans une rondelle de céleron qui est bien noircie. Cette dernière doit remplir tout l'espace compris entre la surface supérieure plate de l'échantillon et la paroi intérieure du tube de sorte qu'aucun rayon du faisceau lumineux ne rencontre le miroir, sauf les rayons qui passent à travers l'échantillon. Sur la pièce supérieure est fixé à l'aide d'une vis un dispositif équipé d'un Nicol utilisé comme polariseur (pièce et dispositif en laiton), et un miroir incliné environ à 45° sur l'axe. Ce miroir est collé sur une lame d'acier et peut tourner, grâce à deux vis, autour de 2 axes perpendiculaires. Une cloche avec une ouverture latérale et une deuxième au sommet couvre le tout en protégeant de la lumière parasite ; l'intérieur est peint en noir mat. L'ouverture latérale en forme de parallélogramme est fermée par un large anneau muni radialement d'un tube en inox. Cette direction peut correspondre, en glissant l'anneau autour de la cloche, à l'ouverture qui est en face du miroir incliné. Le tube contient un dispositif télescopique de lentilles. Au sommet un autre Nicol mobile autour de son axe légèrement incliné par rapport à celui du cryostat sert d'analyseur. Au-dessus de l'analyseur un diaphragme protège le photomultiplicateur fermé dans sa boîte protectrice, en métal.

La lumière utilisée est, soit le faisceau d'un laser ($\lambda = 6328 \text{ \AA}$), soit le faisceau d'un monochromateur à prisme d'un pouvoir de résolution situé entre 50 et 100 $\text{\AA}$. Dans ce dernier cas, nous utilisons comme source de lumière une lampe à filament de tungstène (lampe à iode) d'une puissance de 800 W. A cause de sa grande puissance, nous sommes obligés de faire un dispositif spécial pour évacuer la grande quantité de chaleur qui se dégage pendant le fonctionnement de la lampe. Dans ce but nous avons utilisé un échangeur thermique en cuivre et un ventilateur très puissant. Un miroir cylindrique concave et des lentilles convergentes ont été utilisés pour obtenir un faisceau parallèle. Une tubulure 25 mm de diamètre environ fixée à 50 mm au-dessous du bord sur la paroi laté-

rale permet de pomper sur l'hélium liquide et d'obtenir ainsi des températures inférieures à 4°K .

b) Production des champs pulsés

Jusqu'ici nous avons fait la description des appareils concernant l'optique et le contrôle de la température. Maintenant nous allons décrire l'ensemble des dispositifs utilisés pour créer les champs pulsés.

L'appareillage de production de champs magnétiques intenses pulsés est basé sur la décharge d'un ensemble de condensateurs dans un solénoïde. Un banc de condensateurs est formé de 60 condensateurs de 110 μF chacun montés en parallèle. Ils sont divisés en quatre groupes identiques et l'on charge chaque groupe sous une tension constante à travers une résistance de 20 $\text{k}\Omega$.

Par conséquent nous avons pour constante du temps :

$$T = RC = 20\,000 \times 15 \times 110 \times 10^{-6} = 33 \text{ secondes} \quad ;$$

étant donné que les caractéristiques du banc sont :

$$V_{\text{max}} = 6000 \text{ V} \quad C = 60 \times 110 = 6600 \mu\text{F} \quad \text{donc} \quad W = \frac{1}{2} CV^2 \simeq 120 \text{ kJ}$$

Les condensateurs sont reliés entre eux par des cables coaxiaux dont l'armature interne a un diamètre de 2 mm, afin de diminuer la self de la ligne.

La source haute tension se compose d'un transformateur 220/7000 V débitant au secondaire un courant de 1,5 A redressé par un pont de diodes.

Le système de décharge est constitué par quatre ignitrons TH 7050 mis en parallèle et déclenchés par quatre thyatron TH 4C35 .

La bobine

L'installation était jusqu'à présent destinée à des mesures d'aimantation ; à cet effet les bobines utilisées sont des bobines hélicoïdales en cuivre-béryllium qui possèdent d'excellentes propriétés mécaniques.

Comme en magnéto-optique il suffit de produire un champ homogène dans un très petit volume, la bobine peut alors être plus succincte ; si on se propose d'utiliser des champs pouvant atteindre 200 kG environ, il suffit d'avoir des bobines en fil de cuivre qui sont beaucoup plus faciles à fabriquer. Les conditions à réaliser sont les suivantes :

- il faut que le nombre de couches soit suffisant pour que la tension entre couches voisines n'atteigne pas la tension de claquage de l'isolant.

- il ne faut pas que la bobine soit trop épaisse afin d'avoir un bon rendement.

- le nombre des spires doit être suffisamment élevé, sinon la bobine exigerait une intensité de courant trop élevée qui poserait un problème pour les fils d'amenée de courant. D'autre part une constante du temps trop brève entraînerait des déphasages dus aux capacités parasites.

- une section de fil minimale doit être respectée pour que la résistance électrique ne soit pas trop élevée.

Le conducteur de notre bobine est constitué par deux fils de cuivre de 1 mm en parallèle ; chaque couche est enduite d'araldite chargée de kaolin. Le diamètre intérieur est de 28 mm et la longueur 34 mm . Les arrivées de courant sont constituées par deux fils en cuivre de 3mm fixés jointivement et isolés par du téflon. Son temps de montée en champ est 26 ms . Le frettage est réalisé avec de la bande en tissu de verre imbibée d'araldite et enroulée autour de la bobine sur une épaisseur de 50 mm . Le frettage longitudinal est fait de la même manière. Des feuilles de cuivre sont insérées dans le frettage pour assurer un refroidissement plus rapide de la bobine après chaque décharge. Rappelons que la décharge d'un condensateur dans la bobine sans fer est régie par l'équation différentielle :

$$L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = 0 \quad .$$

En supposant R constant au cours de la décharge, elle se résoud simplement. Le facteur d'amortissement est $R^2 C / 4L$. On a donc intérêt à agir sur R . C'est pourquoi la bobine est plongée dans l'azote liquide. (Fig.3)

Le rapport entre les résistances à la température ambiante et 77°K était environ de 7 ; mais au cours de la décharge la bobine s'échauffe et la résistance augmente ; il se produit pratiquement une saturation au champ. (Fig.4)

Le bloc de fretage de la bobine est fixé à l'aide de quatre vis en laiton sur un disque de frérencite percé au centre d'un trou de diamètre 30 mm . Quatre barres en acier inoxydable ayant les extrémités filetées traversent le disque en frérencite et se fixent dans un disque en bois. Les extrémités supérieures également filetées sont serrées dans les quatre trous de rondelles qui fixent les bords du cryostat. Ensuite quatre écrous longs tiennent solidement les quatre tiges en inox avec quatre barres entièrement filetées qui entourent le système cloche-diaphragme photographique-photomultiplicateur. En plus un système de serrage fixe les quatre barres aux parois du récipient de façon que tous les appareils soient stables.

Intégrateur Miller

Il est constitué par un amplificateur opérationnel de gain élevé G , avec une contre réaction C.R . La tension d'entrée est $V_e = \frac{d\Phi}{dt}$. Cette tension est égale à $R_i + V_o$. A la sortie, après l'amplificateur G , nous avons une tension $V_s = GV_o$. Aux bornes du condensateur, nous avons ;

$$dV = \frac{1}{C} i dt \quad \text{d'où} \quad \frac{d(V_s - V_o)}{dt} = \frac{i}{C} \Rightarrow \left(1 - \frac{1}{G}\right) \frac{dV_s}{dt} = \frac{1}{C}$$

$$\text{et} \quad i = C\left(1 - \frac{1}{G}\right) \frac{dV_s}{dt} \quad \text{et} \quad V_e = RC\left(1 - \frac{1}{G}\right) \frac{dV_s}{dt} + \frac{V_s}{G}$$

$$\frac{d\Phi}{dt} = -RC\left(1 - \frac{1}{G}\right) \frac{dV_s}{dt} - \frac{1}{G} V_s \quad \text{et} \quad \int_0^t d\Phi = -RC\left(1 - \frac{1}{G}\right) \int_0^t dV_s - \frac{1}{G} \int_0^t V_s dt$$

$$\Phi(t) - \Phi(0) = -RC\left(1 - \frac{1}{G}\right) V_s(t) - \frac{1}{G} t V_s(\theta t) \quad 0 < \theta < 1 .$$

Mais V_s et t sont très petits, tandis que G est très grand. Donc $\Phi(t) \approx RC V_s(t)$ parce que $\Phi(0) = 0$. Dans notre appareil nous avons $R = 0,1M\Omega$ et $C = 10^{-2} \mu F$, $RC = \tau = 1 \text{ ms}$.

Dispositif électronique

A la sortie de l'analyseur la lumière tombe sur le photomultiplicateur (type 56 AVP) choisi pour sa large gamme de réponse (il couvre tout le spectre visible) ; la résistance de charge est de 10 k Ω et l'appareil de mesure,

- un oscilloscope est situé à l'extérieur du local. Par conséquent un dispositif d'adaptation d'impédance doit être placé à la sortie du photomultiplicateur. On utilise en plus un filtre à cause du bruit de fond du photomultiplicateur ; ce filtre est suivi d'un système de correction de phase. Le filtre n'est utilisé que pour les signaux faibles qui varient d'une manière monotone avec le champ magnétique. Pour des signaux qui varient très vite avec le champ par exemple lorsque les rotations sont considérables, le filtre est nuisible (voir aussi annexe II).

A cause du filtre qui intervient pour supprimer, d'une part partiellement le bruit de fond et d'autre part des autres causes parasites (self et capacité du cablage) il y a un déphasage entre la rotation et le champ. On note alors l'apparition d'une courbe elliptique dans le cas de la faible rotation ou des boucle quand les rotations sont supérieures à $2K\pi$. Dans ce cas là un dispositif compensateur enlève le déphasage après quelques expériences d'essai. Il est constitué par un système de selfs et de résistances réglables. Avec le changement de ces dernières, nous obtenons l'annulation de l'angle de déphasage entre le champ et la rotation ; il faut ici préciser que le circuit compensateur est branché en série avec la bobine captrice du signal du champ.

Mode opératoire

La partie inférieure du cryostat aboutit à un bec qui entre dans la bobine. A l'intérieur du bec et à une hauteur qui correspond au milieu de la bobine est placé, comme nous allons le voir tout de suite, l'échantillon. Ce dernier est bien fixé dans son porte-échantillon et sur le miroir. Il a la forme d'un disque avec les deux surfaces parallèles.

Un petit angle entre la surface du miroir et la surface de l'échantillon élimine les faisceaux provenant des réflexions multiples. Le maximum d'écartement entre les deux faisceaux principaux à la sortie du tube est 20 mm. Sur une épaisseur moyenne de 2 mm et une longueur du tube de 600 mm, l'angle qu'il faut créer entre les surfaces parallèles de l'échantillon et la surface du miroir est moins de 1 degré afin que les réflexions parasites sur les surfaces de l'échantillon soient absorbées par les parois du tube. Dans le cas d'un disque transparent taillé dans un spinelle bleu clair, nous avons constaté un écartement de 10 mm entre les trois faisceaux réfléchis.

En pratique le réglage de faisceau est difficile même avec un laser.

Les réglages agissent d'une part sur la verticalité du cryostat par l'intermédiaire de trois pieds vissés de la base, et d'autre part sur le miroir avec les deux vis. Dès qu'on obtient le faisceau qui vient du fond, nous mettons la cloche avec le diaphragme et le photomultiplicateur. Evidemment entre temps nous avons mis l'azote liquide autour du cryostat pour le refroidissement de la bobine et l'hélium liquide pour les basses températures.

Nous évaporons avec la résistance chauffante l'hélium qui pendant le transfert est entré dans le tube au-dessus de l'échantillon.

En principe quand les Nicols sont croisés (angle 90°) on aura une extinction mis en général des dépolarisations parasites font en sorte que l'extincteur complété est impossible.

Résultats de quelques expériences

Les erreurs de mesure sont de l'ordre de 1 degré d'angle.

Nous avons fait des expériences avec divers cristaux. Nous avons taillé des grenats suivant les faces naturelles ou après les avoir orientés perpendiculairement à l'axe optique comme dans le cas du $\text{ErNa}(\text{Mo}_2)_4$ (orthorhombique). Nous avons rencontré des difficultés dans les cristaux biaxes. Un cristal biaxe présente une biréfringence dans toutes les directions excepté les axes principaux. Un monocristal de $\text{Er}_2(\text{SO}_4)_3 \cdot 8\text{H}_2\text{O}$ n'a pas présenté de rotation Faraday, ce qui nous paraît assez surprenant. Les courbes que nous allons présenter sont des courbes de substances qui ont présenté une rotation suffisamment grande. Nous avons trouvé une rotation de 2340° pour le TbGaG dans la direction (111) et pour un champ de 130 kOe. Le DyAlG présente à peu près la même rotation dans la direction (110) pour un champ de 145 kOe. Les pentes des courbes de rotation Faraday en fonction du champ sont semblables à celles de l'aimantation obtenue par Guillot et Pauthenet^[13]. Le $\text{ErNa}(\text{Mo}_2)_4$ tourne beaucoup moins, il a en outre une tendance à la saturation due à son paramagnétisme. Des expériences sont également effectuées avec des petites lames de CoCl_2 ; elles ont présenté une saturation dans un champ de 40 kOe environ à la température de 12°K (point de Néel 25°K). Malheureusement les lames étant trop minces pour obtenir une précision acceptable. (Figs. 5, 6, 7, 8)

B.2 - Champs statiques (Figs.10,11,13)

Nous avons construit aussi un dispositif pour mesurer la rotation magnétique en champ statique. L'avantage du champ statique est de permettre une meilleure précision par rapport au champ pulsé. Nous mesurons les angles avec une précision de un centième de degré, la température avec une précision d'un dixième de degré.

Nous utilisons un monochromateur qui fonctionne soit avec un réseau de 600, soit avec un réseau de 1200 raies par mm. Le maximum de son pouvoir de résolution atteint $2 \text{ \AA}$. Une lampe à argon de 100 W est solidaire du monochromateur. Une alimentation spéciale accompagne l'ensemble. Le faisceau qui sort du monochromateur est guidé par un système de lentilles à l'intérieur d'un cryostat. Le polariseur et l'analyseur utilisés sont des Glazebrook.

Le champ magnétique est produit par une bobine supraconductrice en fil de niobium-zirconium de 25/100 mm qui permet d'atteindre un champ de 45 kOe. Le passage de la lumière dans le cryostat est horizontal ; le dispositif permet d'avoir un trajet de lumière relativement court - 30 cm environ, ce qui facilite les réglages.

Pour mesurer le pouvoir rotatoire avec précision nous utilisons la méthode de modulation de la rotation accompagnée d'une détection synchrone qui élimine les effets du bruit de fond du photomultiplicateur ; cette méthode permet d'obtenir sans difficulté une précision de 1/100 de degré sur la rotation. En recherchant l'extinction de la lumière par la méthode ordinaire, on n'aurait qu'une précision de 20' d'arc environ. Nous allons décrire sommairement le dispositif. A la sortie du polariseur, la rotation est modulée à la fréquence ω : $\alpha_1 = \alpha_0 \cos \omega t$ où α_0 est de l'ordre du 1/2 degré. Pour réaliser cette modulation, on place sur le trajet du faisceau de lumière polarisée un cylindre en flint lourd qui présente une constante de Verdet d'une valeur élevée ; ce cylindre est entouré d'un bobinage qui produit un champ alternatif de 500 Oe environ ; la fréquence utilisée est de 120 c/s. Soit θ la rotation Faraday provenant de l'échantillon ; l'intensité du signal recueilli sur le photomultiplicateur est alors :

$$A' = A_0 \sin^2(\theta + \alpha_1) + E(t) \quad , \quad (\text{Fig.12})$$

où $E(t)$ est le bruit de fond. Le signal dû purement à l'échantillon est :

$$A = A_0 \sin^2 \theta \quad .$$

Nous pouvons écrire^[14]

$$A = \frac{A_0}{2} [1 - \cos\theta] = \frac{A_0}{2} [1 - \cos 2(\theta_0 + a_1)] = \frac{A_0}{2} [1 - \cos 2\theta_0 \cos 2a_1 + \sin 2\theta_0 \sin 2a_1]$$

$$= \frac{A_0}{2} [1 - \cos 2\theta_0 \cos(2a_0 \cos \omega t) + \sin 2\theta_0 \sin 2a_0 \cos \omega t]$$

$$\text{où } A = \frac{A_0}{2} - \frac{A_0}{2} \cos 2\theta_0 + \frac{A_0}{2} \sin 2\theta_0 2a_0 \cos \omega t = \Gamma + C \cos \omega t$$

$$\text{avec } \Gamma = \frac{A_0}{2} \cos 2\theta_0 \quad \text{et} \quad C = \frac{A_0}{2} \sin 2\theta_0 2a_0 \quad \text{et} \quad A' = \Gamma + C \cos \omega t + E(t).$$

Quand ce signal passe dans le détecteur synchrone, à la sortie du mélangeur on obtient le produit

$$[\Gamma + C \cos \omega t + E(t)] K \cos(\omega t + \varphi) = \Gamma K \cos(\omega t + \varphi) + CK \cos \omega t \cos(\omega t + \varphi) + E(t) K \cos(\omega t + \varphi)$$

$$= \Gamma K \cos(\omega t + \varphi) + \frac{CK}{2} [\cos(2\omega t + \varphi) + \cos \varphi] + E(t) \cos(\omega t + \varphi)$$

Le filtre passe-bas en isole d'une part le terme de fréquence $BK \cos \varphi$ et d'autre part le battement de basse fréquence entre les composantes du bruit $E(t)$ et le signal $K \cos(\omega t + \varphi)$. On recueille donc à la sortie du filtre la composante continue $\frac{BK}{2} h \cos \varphi$ et un spectre de basse fréquence (h est le coefficient du filtre).

Résultat de mesures (Figs.9,9a)

Nous avons effectué à titre d'exemple des mesures sur le grenat TbGa à différentes températures. Les courbes suivent la loi de Verdet, la différence de la pente entre la courbe de TbGa en champ statique et en champ pulsé est due à l'échauffement adiabatique du paramagnétique (voir Annexe II).

PHENOMENES SECONDAIRES

MAGNETOABSORPTION

Nous avons vu que si nous enregistrons le signal du photomultiplicateur en fonction du champ, l'enregistrement présente une courbe de la forme $\cos^2 \varphi$ en accord avec la loi de Malus, Fig.17 .

Si la loi de Verdet est valable, les maxima de la courbe sont équidistants. Mais en fait pour une certaine valeur du champ la pente de la courbe diminue d'une manière continue vers une saturation ; les intervalles entre les maxima sont alors plus grands. Par ailleurs nous avons observé un autre phénomène, où l'amplitude présente une diminution progressive, une forme d'amortissement avec le champ. Cet amortissement qui n'a pas été signalé à notre connaissance dans la littérature a été d'abord observé par de Gunzbourg en champ pulsé. En utilisant une bobine^[10] comme la notre mais avec un appareil à transmission, il est arrivé à un amortissement important. En champ statique nous avons constaté le même phénomène avec un cristal de grenat TbGa .

Plusieurs expériences avec d'autres grenats qui "tournent" beaucoup présentent cet amortissement. Au contraire avec la méthode par réflexion où les rayons lumineux passent deux fois à travers le cristal, nous n'avons pas d'amortissement. Une explication probable est la suivante.

Dans le cas où l'absorption magnétique existe, nous avons l'expression

$$[21] \quad (n_{\pm} - iK_{\pm})^2 = \epsilon_{\pm} = \epsilon_{xx} \mp i\epsilon_{xy} \quad K = K(H) \quad K \ll n .$$

La décomposition en deux ondes circulaires donne pour E

$$\left. \begin{aligned} E_x^+ &= E_0 e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} \cdot e^{i(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t)} \\ E_y^+ &= E_0 e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} \cdot e^{i(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t - \frac{\pi}{2})} \end{aligned} \right\} \quad \text{lumière circulaire à droite +}$$

$$\left. \begin{aligned} E_x^- &= E_0 e^{-\frac{\omega}{c} K_- z} \cdot e^{i(\frac{\omega}{c} K_- z - \omega t)} \\ E_y^- &= E_0 e^{-\frac{\omega}{c} K_- z} \cdot e^{i(\frac{\omega}{c} K_- z - \omega t + \frac{\pi}{2})} \end{aligned} \right\} \quad \text{lumière circulaire à gauche -}$$

et au total

$$E_x = E_x^+ + E_x^- = E_0 \left[e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} \cdot e^{i(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t)} + e^{-\frac{\omega}{c} K_- z - \omega t} \right]$$

$$E_y = E_y^+ + E_y^- = E_0 \left[e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} \cdot e^{i(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t - \frac{\pi}{2})} + e^{-\frac{\omega}{c} K_- z} \cdot e^{i(\frac{\omega}{c} K_- z - \omega t + \frac{\pi}{2})} \right] .$$

Nous prenons les parties réelles

$$E_x = E_0 \left[e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} \cos(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t) + e^{-\frac{\omega}{c} K_- z} \cos(\frac{\omega}{c} K_- z - \omega t) \right]$$

$$E_y = E_0 \left[e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} \sin(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t) - e^{-\frac{\omega}{c} K_- z} \sin(\frac{\omega}{c} K_- z - \omega t) \right] .$$

La longueur du vecteur champ est $E^2 = E_x^2 + E_y^2$.

Donc

$$E^2 = E_0^2 \left[e^{-2\frac{\omega}{c} K_+ z} \cos^2(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t) + e^{-2\frac{\omega}{c} K_- z} \cos^2 \frac{\omega}{c} K_- z - \omega t \right. \\ \left. + 2e^{-\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-)z} \cos(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t) \cos(\frac{\omega}{c} K_- z - \omega t) \right]$$

$$+ E_0^2 \left[e^{-2\frac{\omega}{c} K_+ z} \sin^2(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t) + e^{-2\frac{\omega}{c} K_- z} \sin^2(\frac{\omega}{c} K_- z - \omega t) \right. \\ \left. - 2e^{-\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-)z} \sin(\frac{\omega}{c} K_+ z - \omega t) \sin(\frac{\omega}{c} K_- z - \omega t) \right]$$

$$= E_0^2 \left\{ e^{-2\frac{\omega}{c} K_+ z} + e^{-2\frac{\omega}{c} K_- z} + 2e^{-\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-)z} \cos[\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-) - 2\omega t] \right\}$$

$$E = E_0 \sqrt{e^{-2\frac{\omega}{c} K_+ z} + e^{-2\frac{\omega}{c} K_- z} + 2e^{-\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-)z} \cos[\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-) - 2\omega t]} = E_0 \sqrt{A} .$$

L'ellipticité est le rapport du minimum au maximum, donc

$$\frac{dE}{dt} = E_0 \frac{1}{2} \frac{1}{\sqrt{A}} \cdot 2e^{-\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-)z} (-2\omega) \sin[\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-) - 2\omega t] ,$$

par conséquent

$$E_{\max} = E_0 \left(e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} + e^{-\frac{\omega}{c} K_- z} \right) \quad t = \frac{\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-) - 2K\pi}{2\omega}$$

$$E_{\min} = E_0 \left(e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} - e^{-\frac{\omega}{c} K_- z} \right) \quad t = \frac{\frac{\omega}{c}(K_+ + K_-) - (2K+1)\pi}{2\omega}$$

$$\text{et} \quad \Delta = \frac{e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} - e^{-\frac{\omega}{c} K_- z}}{e^{-\frac{\omega}{c} K_+ z} + e^{-\frac{\omega}{c} K_- z}} \quad \text{pour } z = \ell \text{ assez petit}$$

$$\Delta = \frac{1 - e^{-\frac{\omega}{c}(K_- - K_+)\ell}}{1 + e^{-\frac{\omega}{c}(K_- + K_+)\ell}} = \frac{1 - 1 + \frac{\omega}{c}(K_- - K_+)\ell}{2} = \frac{\omega}{2c} (K_- - K_+)\ell ;$$

Ce calcul explique l'amortissement dû à l'ellipticité dans le dispositif par transmission ; mais contrairement à ce que l'on devrait s'attendre, on constate par l'expérience que cet amortissement dépend très peu de la fréquence. On voit par ailleurs que l'ellipticité devrait doubler par réflexion ; on ne voit donc pas comment expliquer la disparition du phénomène d'amortissement lorsque l'on opère par réflexion ; il faudrait pour cela qu'il apparaisse, dans le tenseur diélectrique, des termes qui seraient fonctions paires du champ magnétique ; une absence de symétrie axiale autour du champ magnétique engendrerait ces termes ; pour le prouver expérimentalement il serait nécessaire d'opérer avec des échantillons anisotropes taillés dans diverses directions.

Nous présentons deux photos qui sont prises en champ pulsé, par transmission directe et par réflexion avec le même échantillon (grenat de Tb-Al). Dans l'une (a) l'amortissement est net. Dans la deuxième (b), on voit très nettement que les minima sont sur la même ligne. Donc il n'y a pas d'ellipticité.

N'oublions pas de faire remarquer que ces mesures ont été faites d'une manière adiabatique à 4,2°K, l'élévation de température au cours de l'impulsion de champ étant alors appréciable. Les expériences sur CoCl_2 et CoBr_2 ont été faites dans l'état ordonné dans la direction perpendiculaire aux moments, la variation de température est nulle. Le fait essentiel que nous avons tiré de nos expériences est l'annulation du phénomène d'amortissement en

opérant par réflexion, mais pour l'expliquer il sera nécessaire de faire un choix judicieux d'échantillon.

CONCLUSION

Nous avons construit deux appareils qui nous ont permis de mesurer la rotation du plan de polarisation en fonction du champ à différentes températures et à différentes longueurs d'onde dans le spectre visible. Notre but était de voir l'analogie entre les courbes de rotation en fonction du champ et de l'aimantation pour des cristaux magnétiques transparents. Dans le cas du TbGaG , nous voyons une analogie avec les courbes du moment magnétique obtenues par Guillot et Pauthenet en champ pulsé.

ANNEXE I

CHAMP AU CENTRE DE LA BOBINE

a) Méthode expérimentale

Pour mesurer le champ au centre de la bobine où nous plaçons l'échantillon, nous nous servons d'une bobine captrice constituée d'une spire de fil de cuivre de 50 μ enroulée sur un cylindre en céloron ; un dewar entoure cette bobine afin de maintenir sa température au voisinage de la température ambiante, on évite ainsi les effets de dilatation et la surface de la spire est ainsi bien définie; par intégration du flux induit dans cette spire on obtient la valeur du champ ; l'intégration se fait à l'aide d'un intégrateur de Miller. On a ainsi mesuré le champ en fonction de la tension de charge des condensateurs. Fig. . On voit que la courbe $H(V)$ présente des signes de saturation pour $V > 1000$ Volts à cause de l'échauffement du fil de la bobine.

b) Calcul à l'aide des abaques

Si l'énergie des condensateurs était transformée en énergie magnétique nous pourrions calculer le champ à l'intérieur de la bobine par les formules :

$$W_{\text{magn}} = \frac{1}{2} C V_0^2 = \iiint \frac{tH^2}{2} du .$$

Admettons que le champ à l'intérieur de la bobine est homogène, donc :

$$H_{\text{max}} = \sqrt{\frac{C}{\mu U}} V_0 K \quad (\text{système de Giorgi rationalisé})$$

Le volume U à l'intérieur de la bobine est un cylindre $U = \pi r_0^2 2\ell$,
 r_0 = rayon intérieur , 2ℓ = longueur de la bobine , K est un coefficient $K < 1$.

D'après Champion^[26] nous avons $K = S \times \mathcal{J}$

$$S = \frac{\sqrt{\frac{e\pi t r_0}{(r_1 - r_0)\sqrt{2\pi}}}}{\log \frac{r_1 + \sqrt{r_1^2 + \ell^2}}{r_0 + \sqrt{r_0^2 + \ell^2}}} \quad r_1 = \text{rayon extérieur.}$$

Le facteur S évidemment dépend de la forme de la bobine. Grâce à Λ que l'on peut trouver sur la Fig.15, on peut calculer le champ en divers points. L'expression de $\mathcal{J}$ est $\mathcal{J} = \exp[-(\frac{\gamma}{1-\gamma})^2 \arctg(\frac{1-\gamma}{\gamma})^{1/2}]$. On peut trouver les valeurs numériques de S et $\mathcal{J}$ sur la figure 16. $\gamma = \frac{R^2 C}{4L}$ est le facteur d'amortissement. Il provient de l'équation différentielle de la décharge d'un condensateur dans une self et d'une résistance $L \frac{d^2 I}{dt^2} + R \frac{dI}{dt} + \frac{I}{C} = 0$; dans notre cas γ est toujours < 1 , $L = N^2 r_O \Lambda$.

Donc nous pouvons trouver $\mathcal{J}$ et S . Pour la bobine que nous avons dessiné Fig. 3 on a $r_O = 14 \text{ mm}$, $r_1 = 24 \text{ mm}$, $2\ell = 34 \text{ mm}$ pour $V_O = 1000 \text{ V}$, $r_1/r_O = 1,715$, $\ell/r_O = 1,213$ donc $\Lambda = 16,7 \cdot 10^{-7} \text{ Hm}^{-1}$ et $S = 0,67$; d'après les abaques $N = 170$, $L = N^2 r_O \Lambda = 170^2 \cdot 14 \cdot 10^{-3} \cdot 16,7 \cdot 10^{-7} \text{ H} = 675 \text{ } \mu\text{H}$ $R = 28,5 \cdot 10^{-3} \Omega$ à $T = 77^\circ \text{K}$ (azote liquide).

Donc
$$\gamma = \frac{(28,5 \cdot 10^{-3}) \cdot 6600 \cdot 10^{-6}}{4 \cdot 675 \cdot 10^{-6}} = 0,00199$$

D'après la fig. 14 $\mathcal{J} = 0,95$ et $K = S \times \mathcal{J} = 0,67 \times 0,95 = 0,635$

$$H_{\max} = \sqrt{\frac{C}{\mu V}} V_O K = 1,04 \cdot 10^7 \frac{\text{A}}{\text{m}}$$

Nous avons employé les unités MKS rationalisées, $V_O = 1000 \text{ V}$, $C = 6600 \cdot 10^{-6} \text{ F}$ $V = 19,73 \cdot 10^{-6} \text{ m}^3$, $\mu = 4\pi \cdot 10^{-7}$ et $B = \mu H = 13 \text{ teslas} = 130 \text{ kG}$.

C'est à peu près la valeur que nous avons trouvée expérimentalement.

ANNEXE II

CALCUL DE L'ECHAUFFEMENT D'UN ECHANTILLON PARAMAGNETIQUE DANS UN CHAMP MAGNETIQUE

Hypothèses

Nous supposons que l'échantillon dont nous disposons est un paramagnétique parfait, c'est-à-dire

$$M = M\left(\frac{B}{T}\right) ,$$

M étant le moment magnétique défini par $\vec{B} = \mu_0 (\vec{H} + \vec{\mathcal{J}})$ et $\vec{\mathcal{J}} = \frac{d\vec{M}}{dV}$ (intensité d'aimantation)^[28]

Nous supposons que l'échantillon n'échange pas de chaleur avec le milieu ambiant : donc que le phénomène est adiabatique (condition réalisée pendant le temps de montée aux champs pulsés). Nous négligeons la dilatation de l'échantillon, et les phénomènes de magnéto-striction et magnéto-absorption.

Bruhat a trouvé que lorsque $dS = 0$ $dT = \frac{B}{C_m} dM$, C_m est la chaleur spécifique à aimantation constante et $C_m = C_m\left(\frac{B}{T}\right)$.

Si le corps est un paramagnétique parfait, il suit la loi de Brillouin

$$M = M_0 \left[\frac{2J+1}{2J} \coth \frac{2J+1}{2J} \frac{M_0}{R} \frac{B}{T} - \frac{1}{2J} \coth \frac{1}{2J} \frac{M_0}{R} \frac{B}{T} \right] .$$

Effectuons le changement de variable défini par $\frac{B}{T} = x$, nous obtenons

$$\begin{aligned} d\left(\frac{B}{x}\right) &= \frac{M'(x)}{C_m} B dx \\ \frac{dB}{B} &= x \left[\frac{M'(x)}{C_m} + \frac{1}{x^2} \right] dx , \end{aligned}$$

B varie de 0 à $B_{\max}$. Si nous partageons l'intervalle $(0, B_{\max})$ en n parties égales, nous aurons dans chaque partie une faible variation de température ; nous pourrions donc supposer C_m constant.

L'équation différentielle est à variable séparée ; nous pouvons l'intégrer et nous obtenons

$$C_{m,n} \log \frac{T_n}{T_{n-1}} + \frac{B_{n-1}}{T_{n-1}} M_{n-1} - \frac{B_n}{T_n} M_n + R \left[\log \frac{\operatorname{sh} a \frac{B_n}{T_n}}{\operatorname{sh} \beta \frac{B_n}{T_n}} - \log \frac{\operatorname{sh} a \frac{B_{n-1}}{T_{n-1}}}{\operatorname{sh} \beta \frac{B_{n-1}}{T_{n-1}}} \right]$$

avec $a = \frac{2\mathcal{I}+1}{2\mathcal{I}}$ et $\beta = \frac{1}{2\mathcal{I}}$.

Dans cette équation nous connaissons B_n , B_{n-1} , T_{n-1} , a , β et nous devons déterminer T_n et $C_{m,n}$.

Nous pouvons déterminer ce dernier à condition que la courbe $C_m = f(T)$ soit connue. En général cette courbe est connue expérimentalement.

BIBLIOGRAPHIE

- [1] - BRUHAT - Optique, Masson (1959)
- [2] - L.D. LANDAU et E.M. LIFSCHITZ - Electrodynamics of Continuous Media
- [3] - SOMMERFELD - Optics, Academic Press (1954)
- [4] - SOKOLOV - Optical properties of metals ; Ed. Blackse and Son, Ltd. (1966)
- [5] - MARUIN J. FREISER - IEEE Transactions on magnetics, Vol. Mag-4, n°2, June 1968
- [6] - H.A. KRAMERS - Proc. Amsd. Acad. 32, 1176 (1929)
- [7] - Le Magnétisme - I - Généralités et magnéto-optique - Collection Scientifique (1940)
- [8] - VAN ITTERBECK, W. DRIESSCHE, I. de GRAVE et H. MYNCKE - "Les champs magnétiques intenses, leur production et leurs applications" - Editions du CNRS (1967), p.379
- [9] - J.P. KREBS - Thèse (1968)
- [10] - J. MALECKI, M. SWIMA et J.G. IBALEWICZ - Acta Physica Polonica, Vol.XVI, (1957), p.151
- [11] - VAN ITTERBEEK, G. PITSI, H. MYNCKE et H. HENDRICKX - Appl. Sci. Res., Section B, Vol.11
- [12] - P. GRIVET, A. BLAQUIERE - Ed.Masson et Cie (1958)
- [13] - M. GUILLOT, R. PAUTHENET - Mezinarodni Konference o Magnetickych Kyslicnicich, Liblice, 3-7.10.1966
- [14] - M. BILLARDON, J.C. RIVOAL, J. BADOZ - Rev. Phys. Appl., Tome 4 , 353 (1969)
- [15] - M.K. WILKINSON, CABLE, WOLLAN and W.C. KOEHLER - Phys. Rev. 113, n°2 (1959)
- [16] - B. HAGENE - Revue de Physique Appliquée, Tome 2, 270 (1967)
- [17] - H.A. KRAMERS - Proc. Acad. Amst. 32, 1176-1189 (Commun. K.O. Lab 18, suppl. 68b 19-36) 1929
- [18] - H.A. KRAMERS et J. BECQUEREL - Proc. Acad. Amst. 32, 1190-1198 (Commun. K.O. Lab 18, suppl. 68c 39-50) 1929
- [19] - H.A. KRAMERS - Proc. Acad. Amst. 33, 959-972 (1930)

- [20] - J. BECQUEREL, J. VAN DEN HANDEL et H.A. KRAMERS - *Physica* 17, 717-736
(Commun. K.O. Lab 286b 1-20) (1951)
- [21] - *Optical properties of Solids* - Ed. Plenum Press, New York (1969)
- [22] - H. BIZETTE, C. TERRIR, P. BILLEREY et J. PICARD - *Comptes-Rendus* 270,
545 (1970)
- [23] - J. de GUNZBOURG, S. PAPASSIMACOPOULOS, A. MIEDEN-GROS, Y. ALLAIN - Conf.
Intern. Magnétisme - Grenoble, Sept.1970
- [24] - A. KASTLER - *Comptes-Rendus* 232, n°10 (1951)
- [25] - D. POLDER - *Phil. Mag.*, Ser.7, Vol.40, n°300 (1949)
- [26] - K.S.W. CHAMPION - *Proc. Phys. Soc. London* B38, 795 (1950)
- [27] - WARREN DE SORBO - *Phys. Rev.* 158, n°3 (1967)
- [28] - BRUHAT - *Thermodynamique*, Ed. Masson (1962)

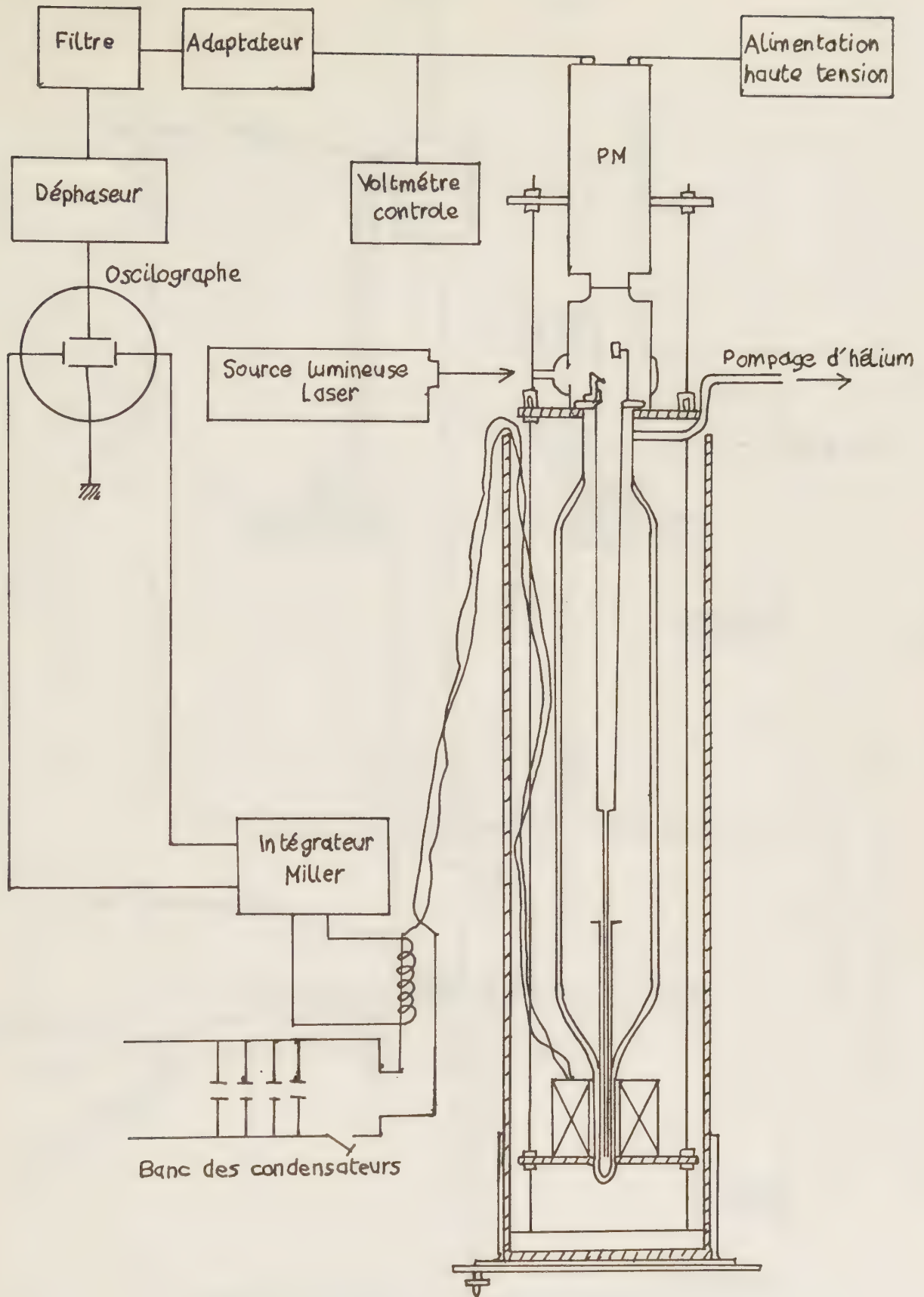


Fig.1

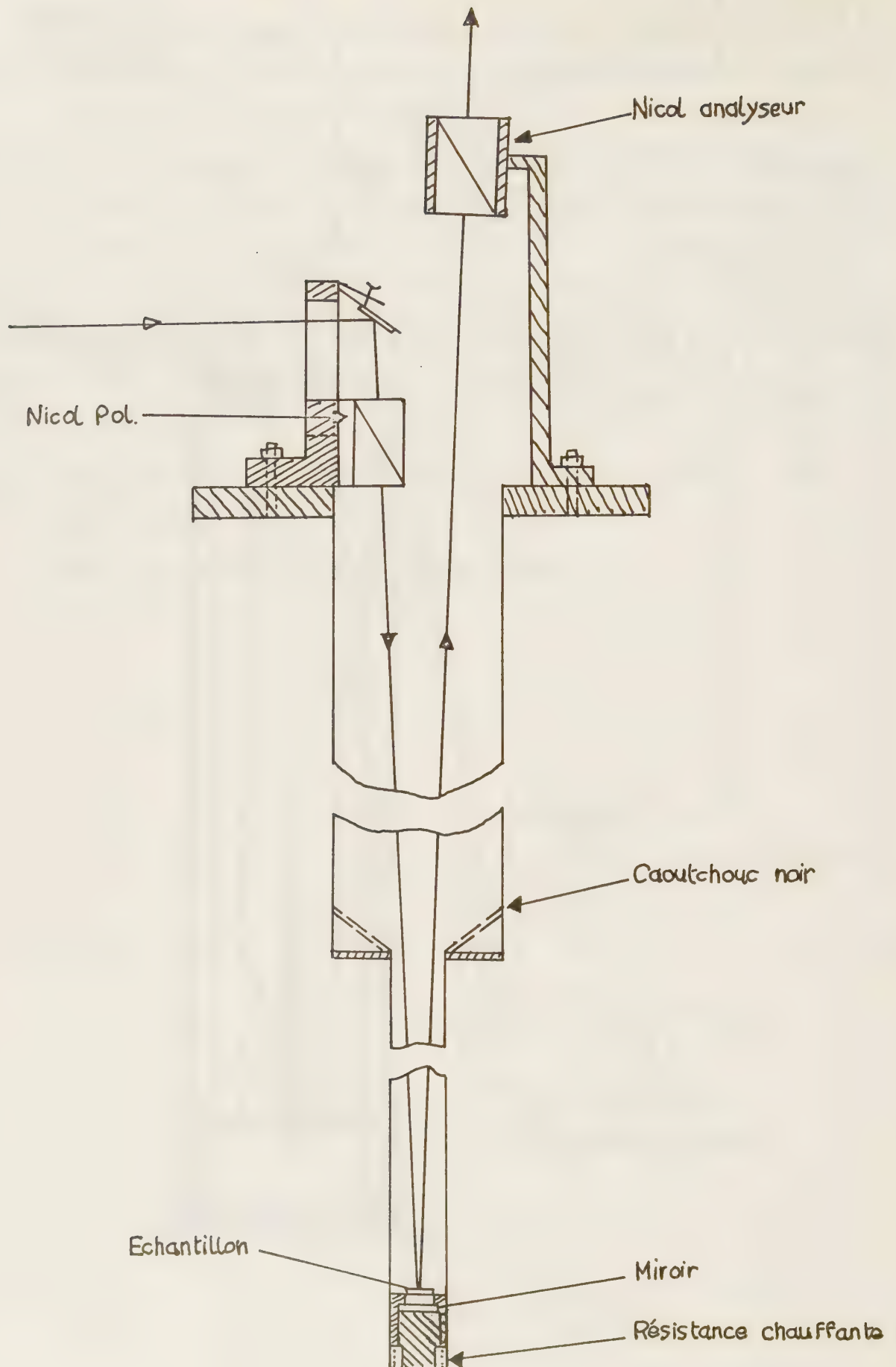


Fig.2. Parcours du faisceau aux champs pulsés

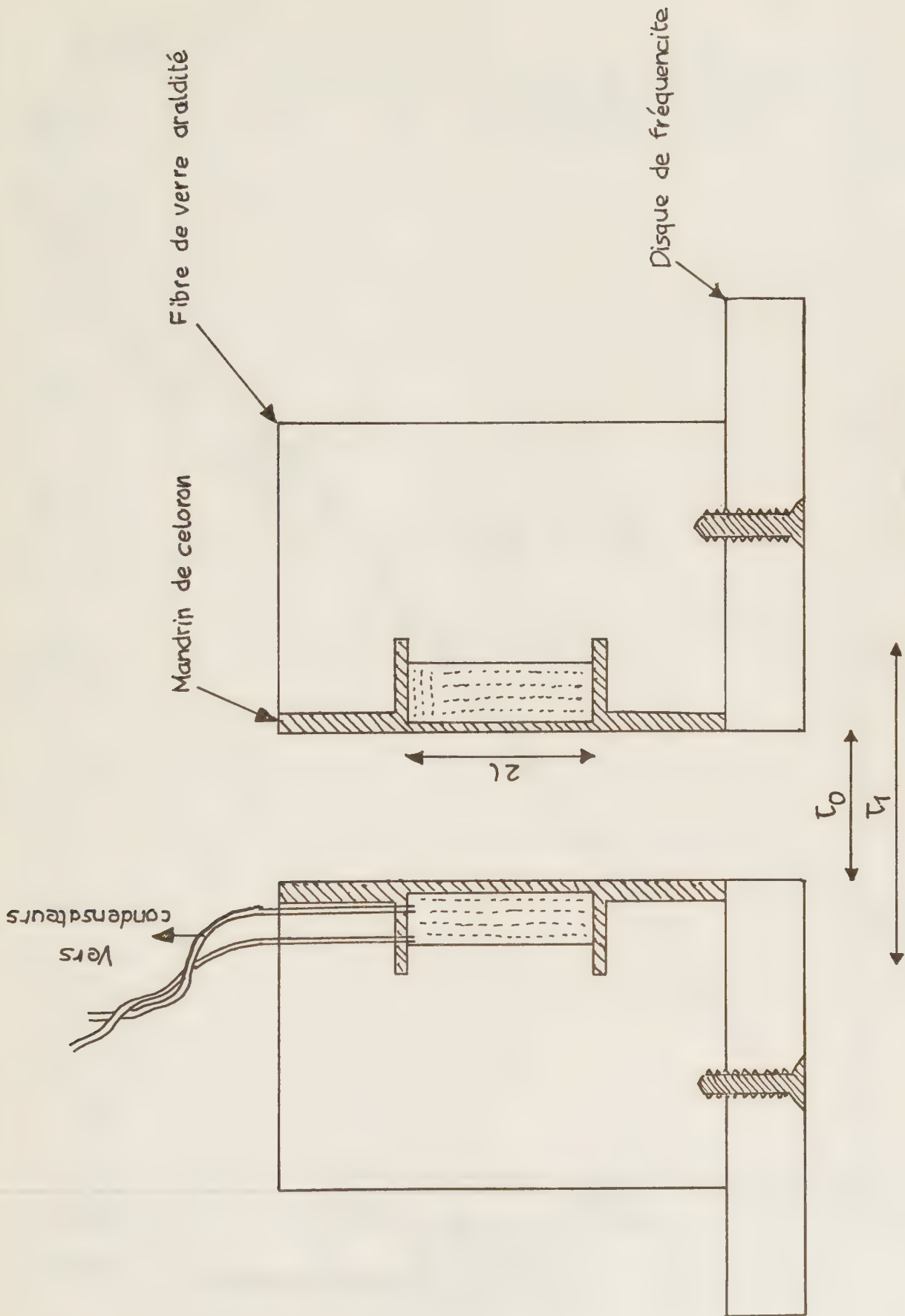


FIG.3. Bobine pour les champs pulsés

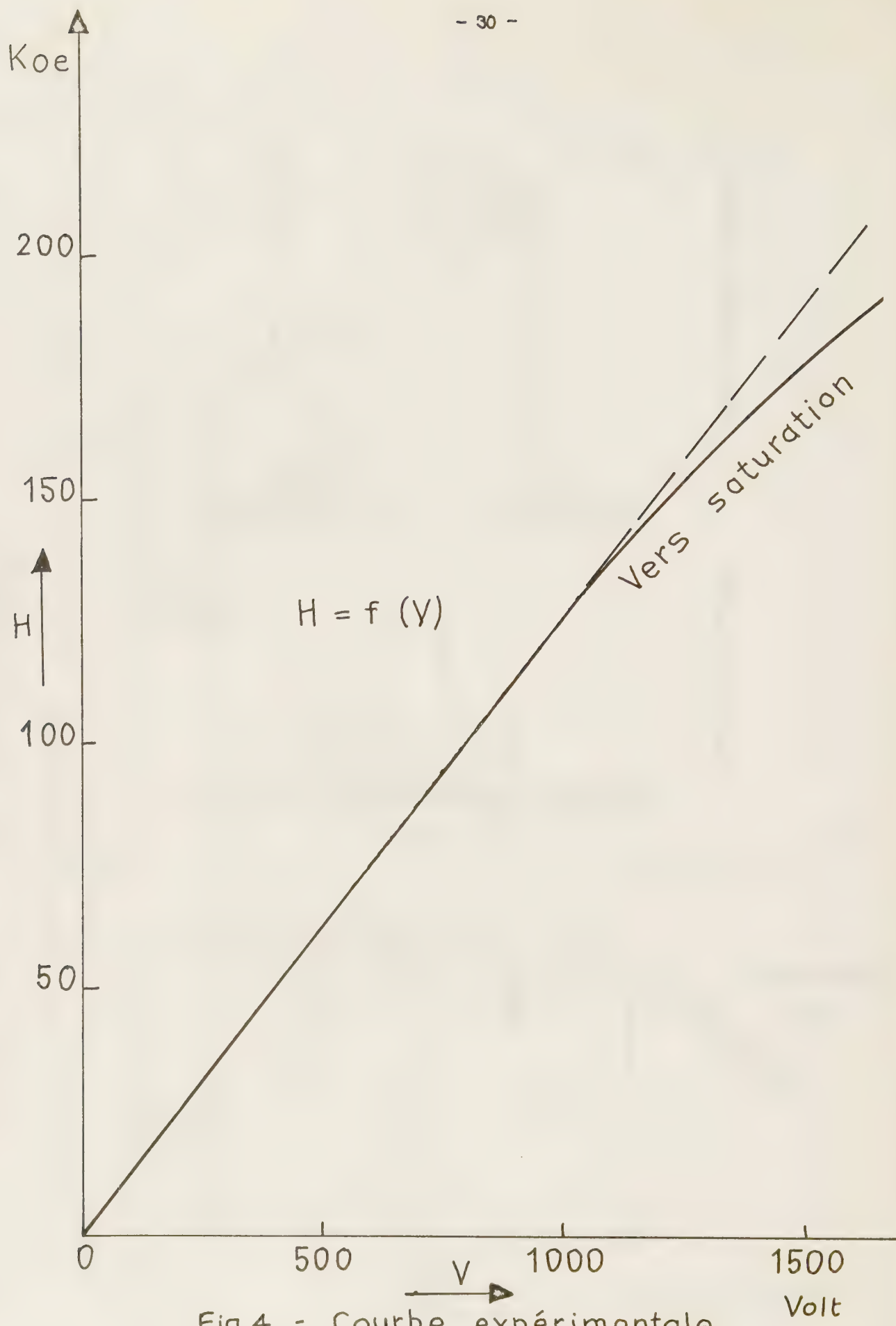


Fig.4 - Courbe expérimentale

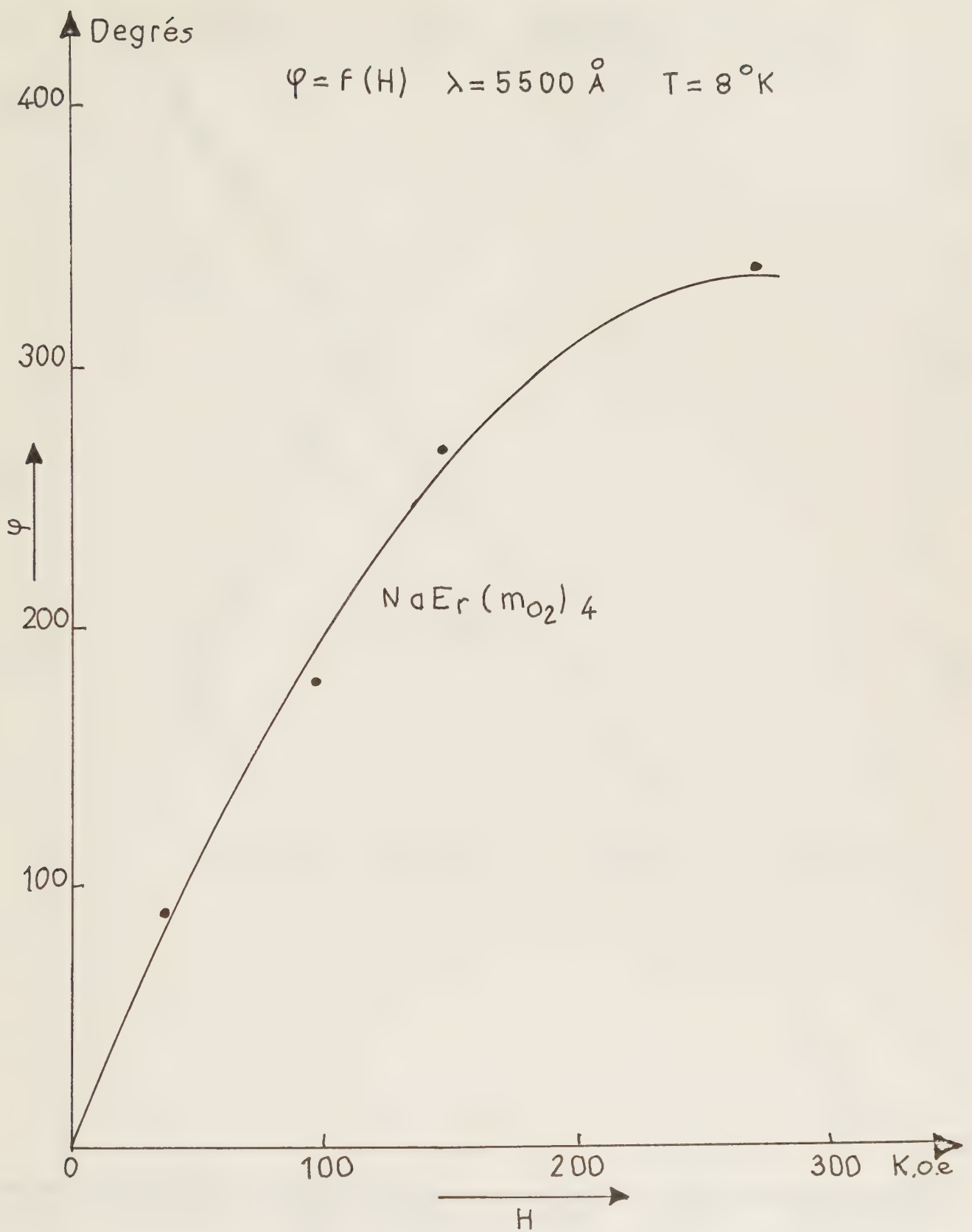


Fig. 5

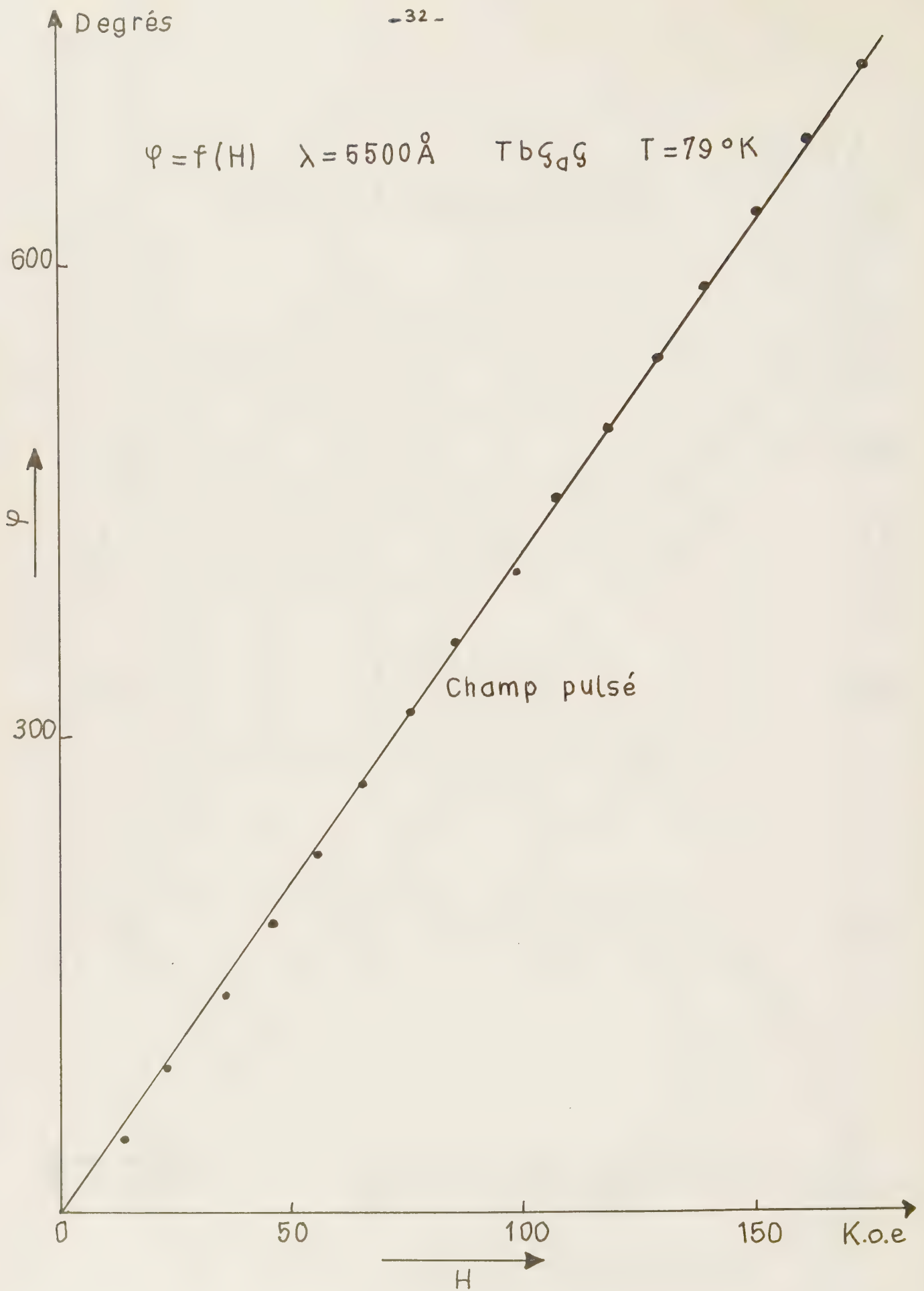
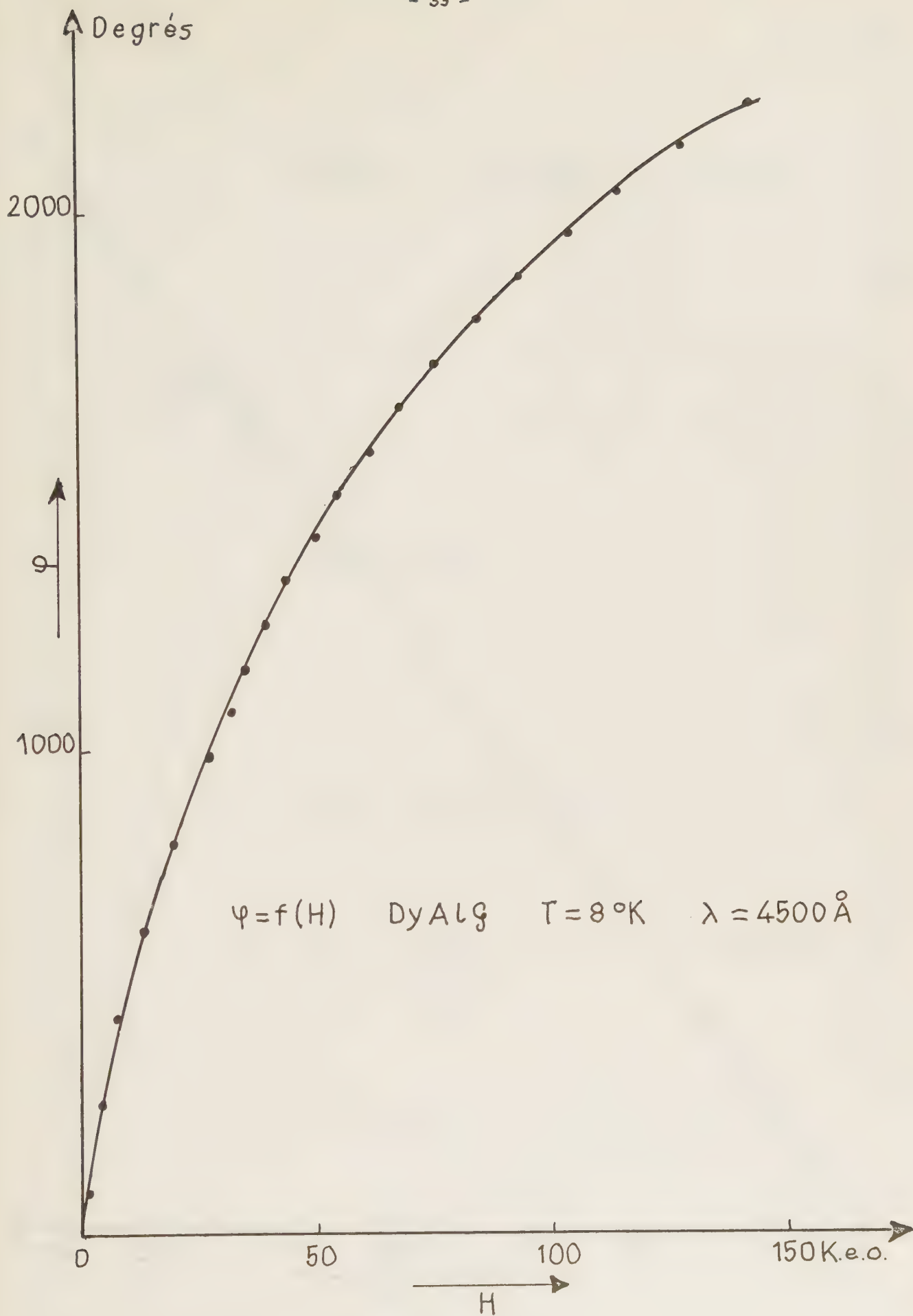


Fig. 6



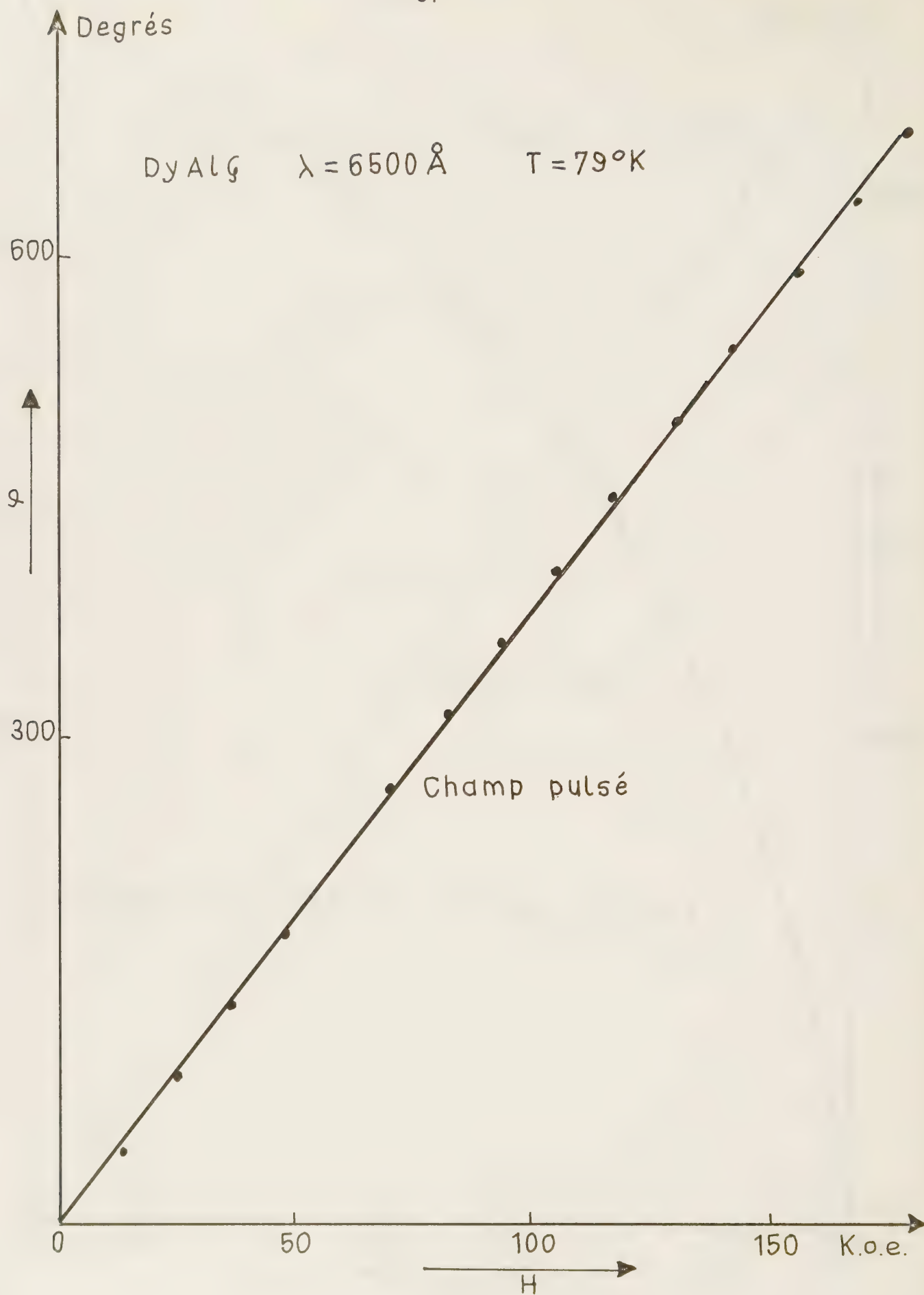


Fig. 8

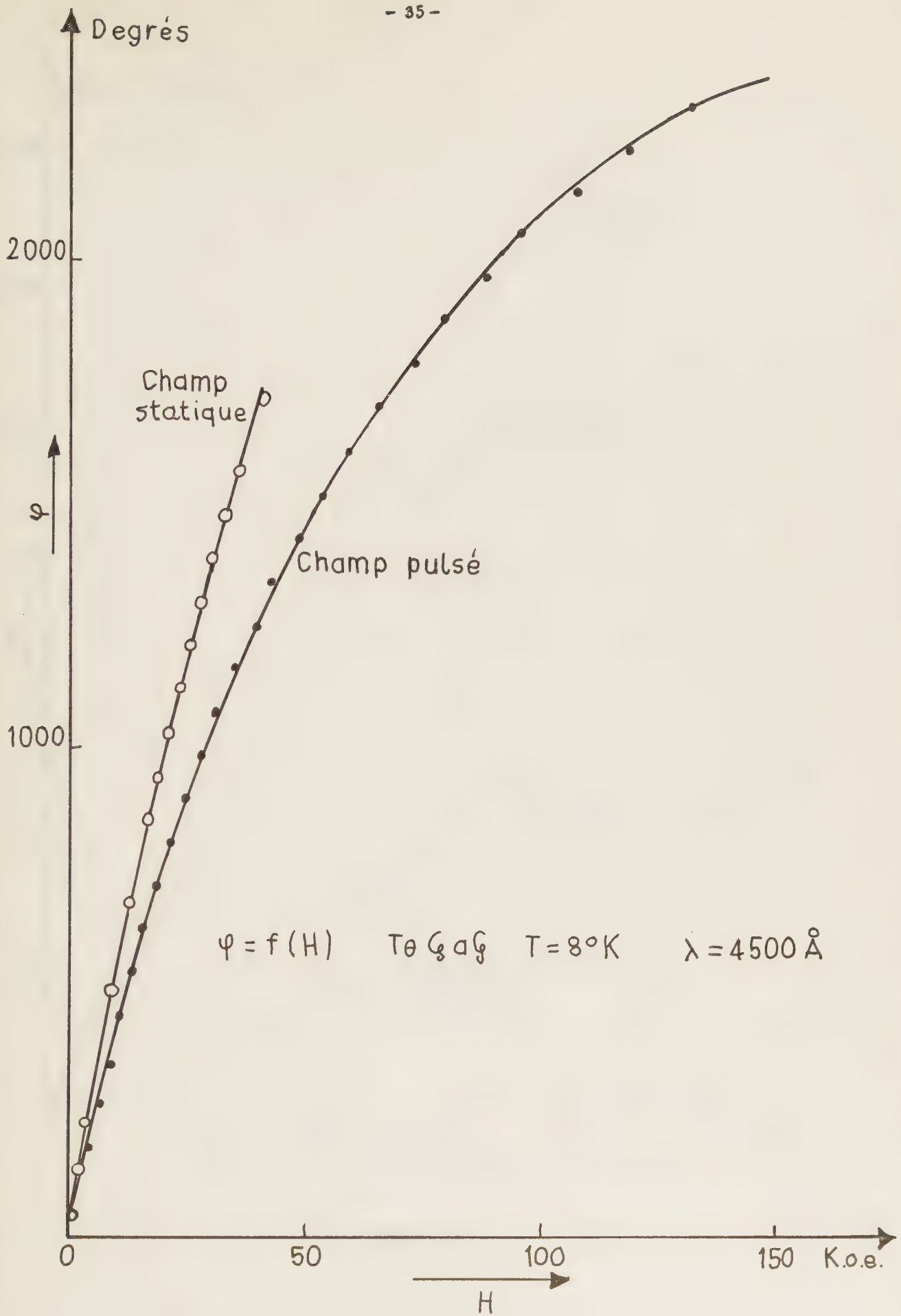


Fig 9

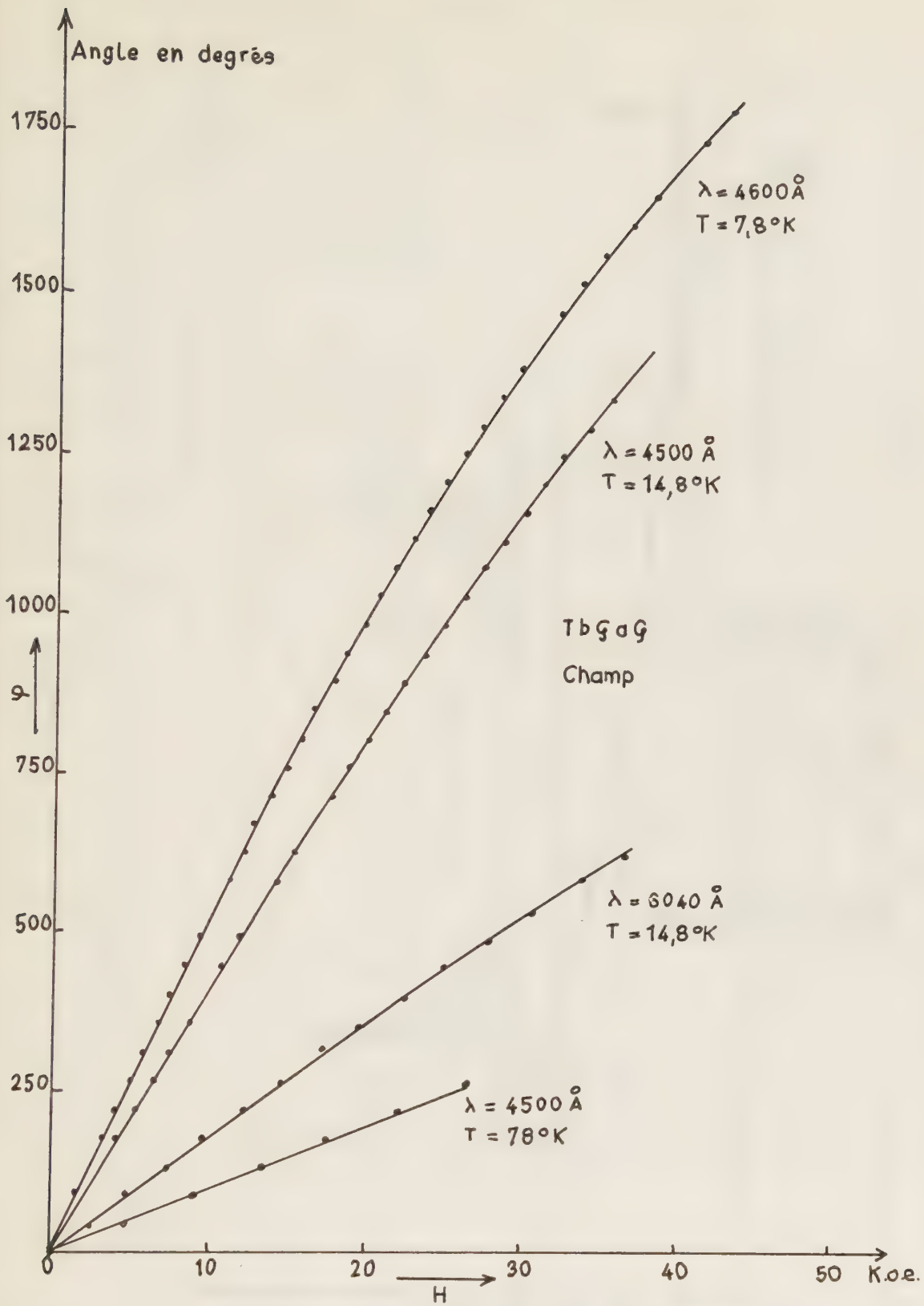
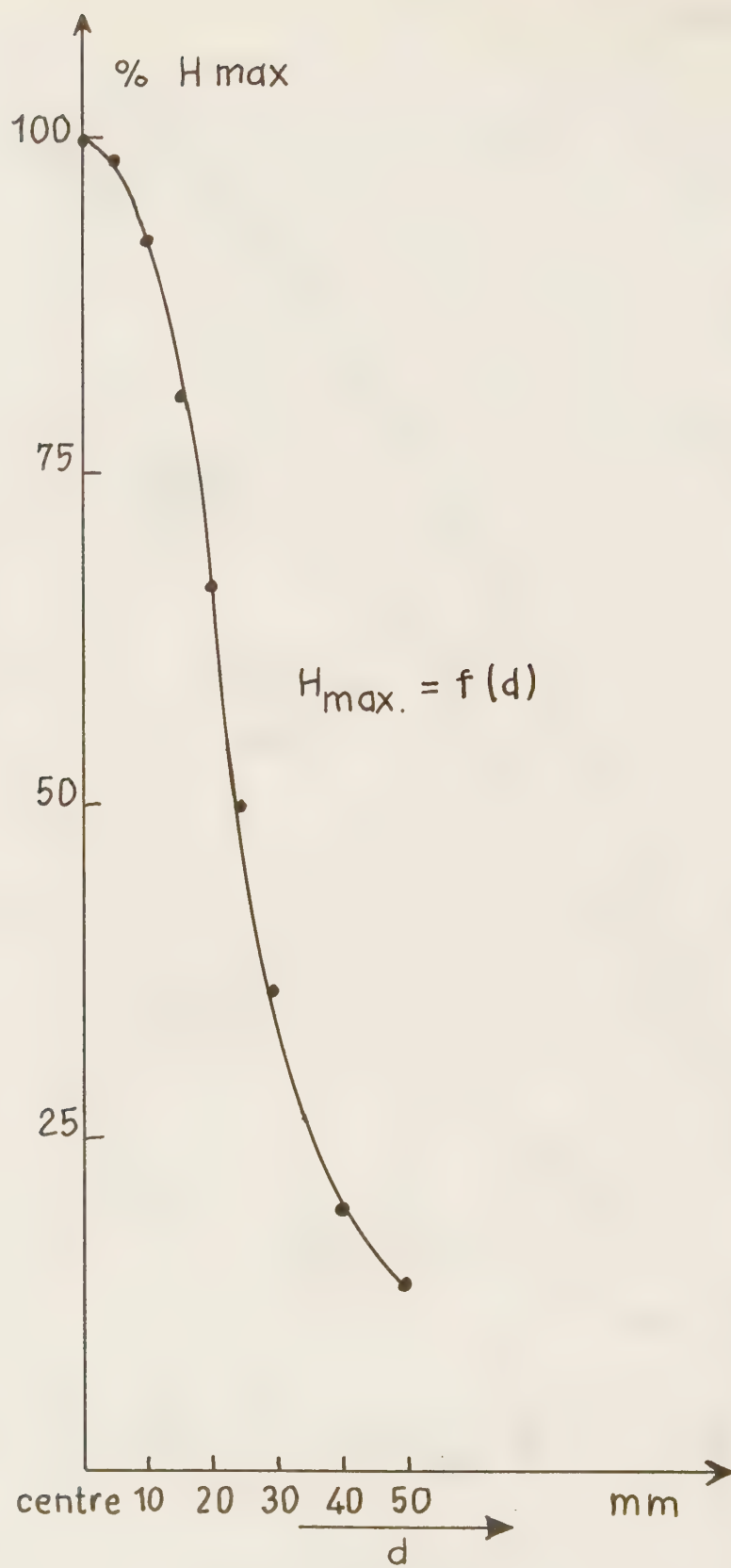


Fig. 9a



Bobine supraconductrice

Fig.10

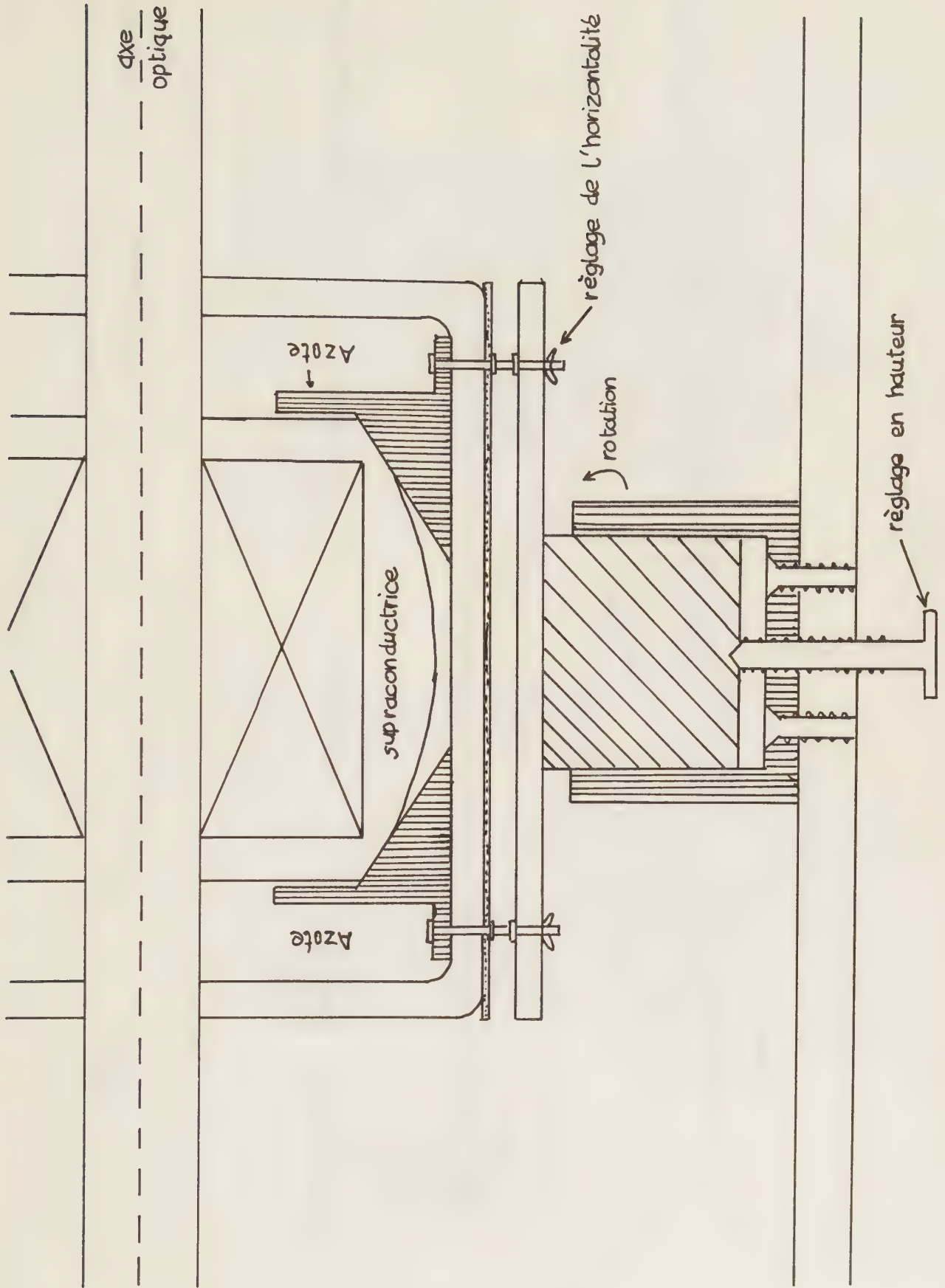


Fig.11. Système du réglage optique du cryostat du champ statique

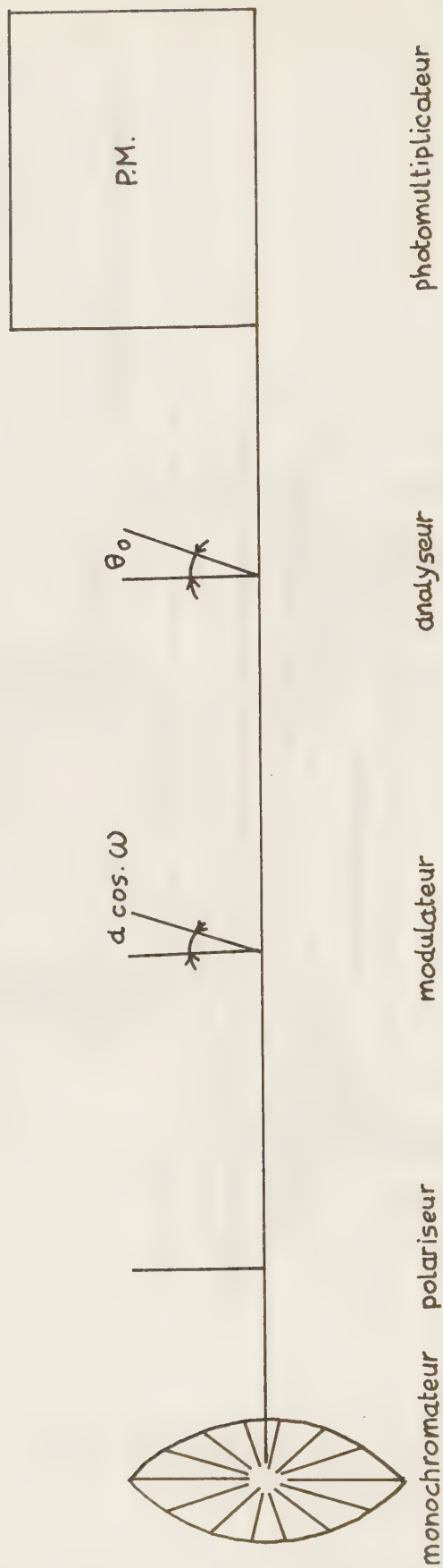
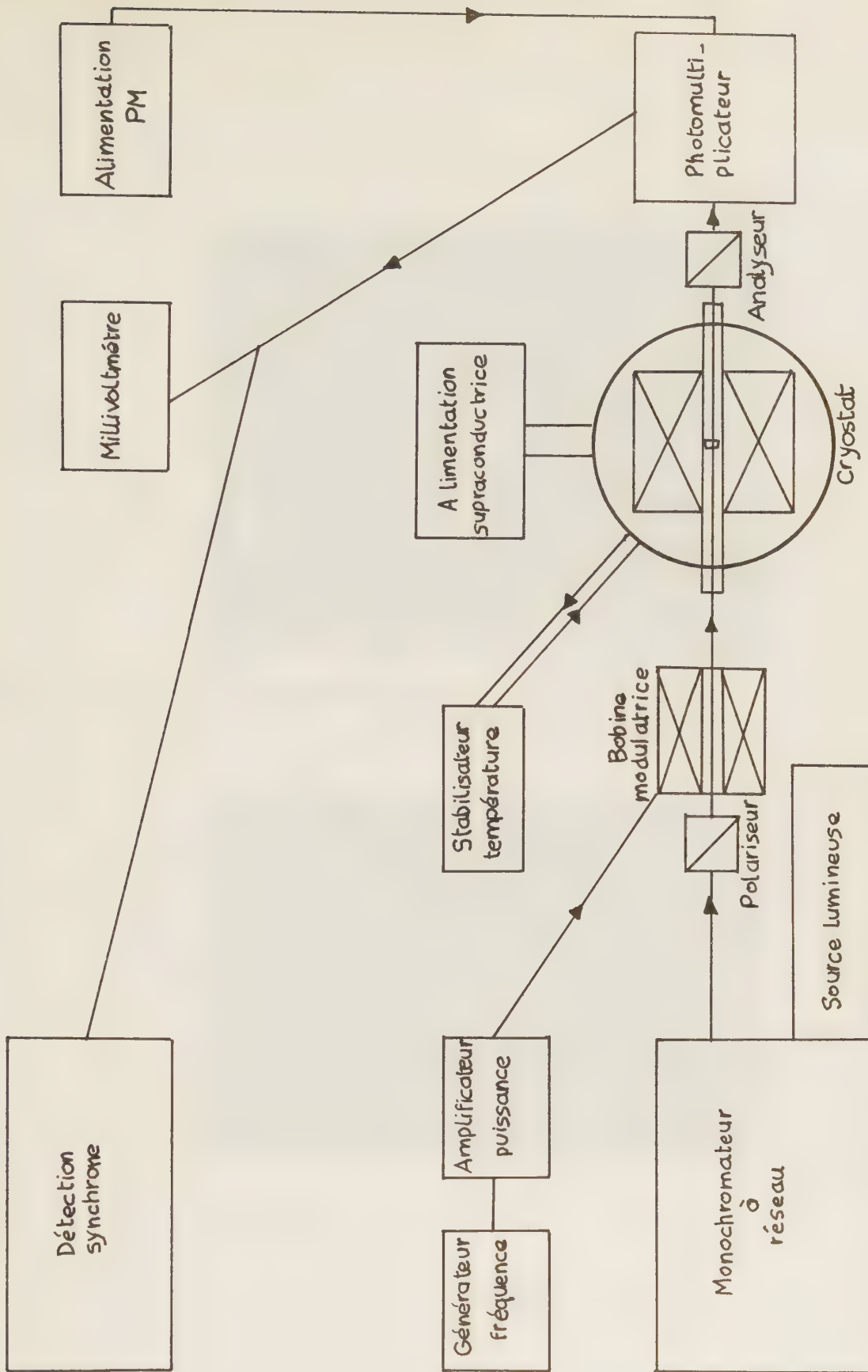


Fig 12



- Fig 13.

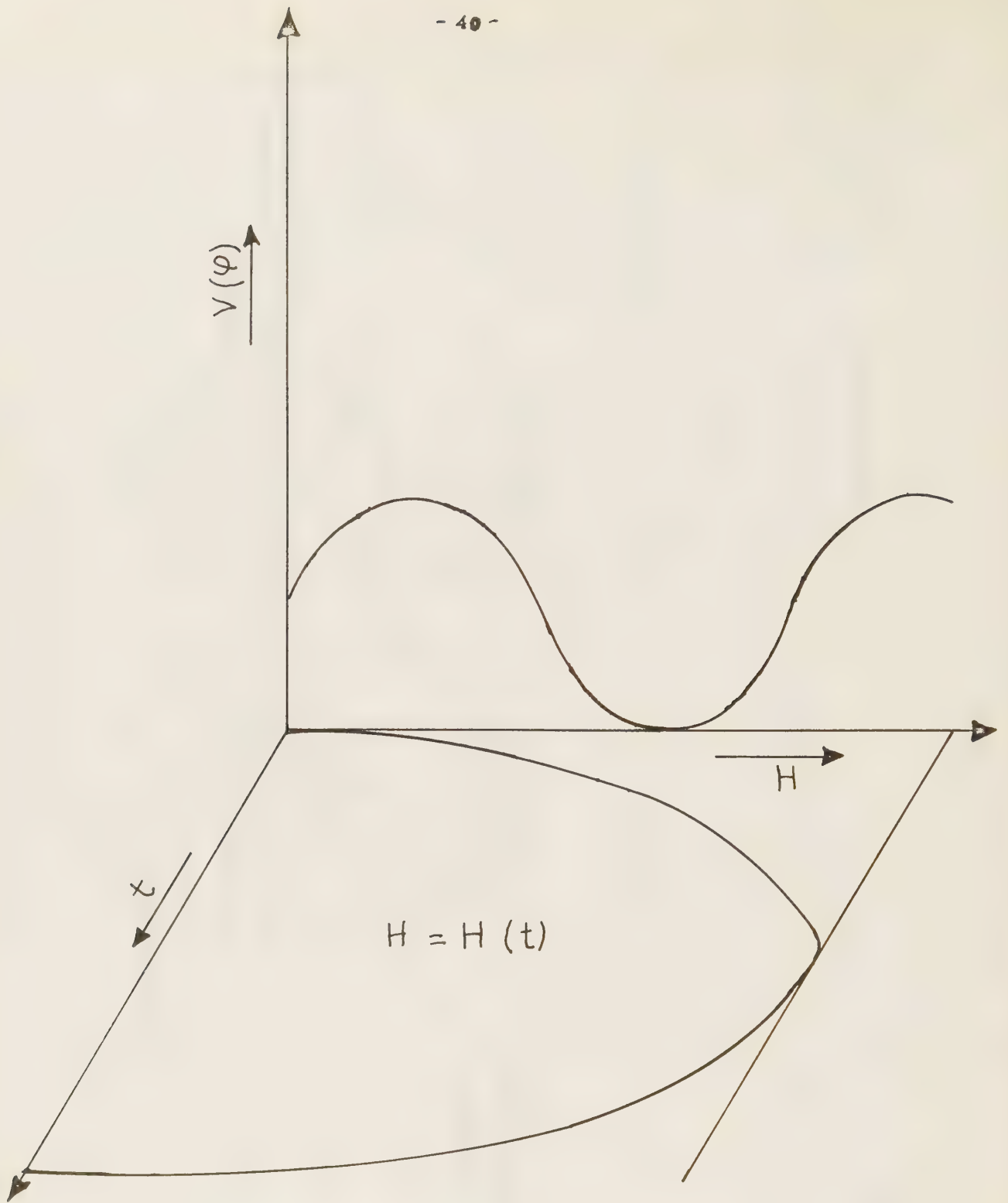


Fig. 17

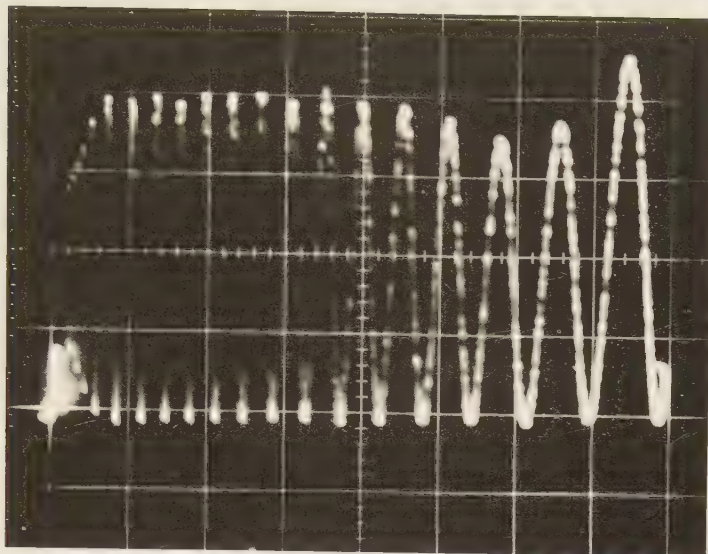


Fig.(a) par réflexion voir p.18

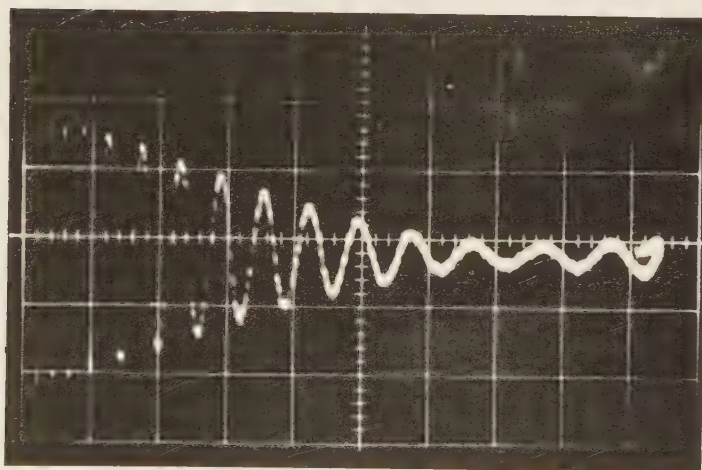


Fig.(b) par transmission voir p.18

Vu et approuvé
Orsay, le 16 novembre 1970
Le Doyen de la Faculté des Sciences
d'Orsay

G. POITOU

